



Technische Universität München

Fakultät für Physik

Lehrstuhl für Topologie korrelierter Systeme

Spin-Transfer-Torque-Effekte in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Volumenkristallen und epitaktischen MnSi-Schichten

Dipl.-Phys. Univ.

Christoph-Dominik Anton Schnarr

Vollständiger Abdruck der von der
Fakultät für Physik der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzende:

Prof. Dr. Nora Brambilla

Prüfer der Dissertation:

1. Prof. Christian Pfleiderer, Ph.D.

2. Priv.-Doz. Dr. Hans-Gregor Hübl

Die Dissertation wurde am 30.03.2017 an der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 03.05.2017 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Helimagnetismus in MnSi	2
1.1.1	Die Skyrmionengitterphase in MnSi	4
1.1.2	Emergente Elektrodynamik	7
1.2	Hall-Effekt in nicht-kollinearen Magneten	8
1.2.1	Normaler Hall-Effekt	8
1.2.2	Anomaler Hall-Effekt	9
1.2.3	Topologischer Hall-Effekt	10
1.3	Spin-Transfer-Torque-Effekte in MnSi	13
1.3.1	Theoretische Grundlagen von STT-Effekten	14
1.3.2	Experimentelle Beobachtung von STT-Effekten	16
1.4	Einfluss von hydrostatischem Druck auf MnSi	21
1.5	Einfluss von Eisendotierung auf MnSi	24
1.5.1	Magnetische Phasendiagramme von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$	25
1.5.2	Elektrische Transporteigenschaften von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$	26
1.5.3	Evolution der helikalen Ordnung unter Eisendotierung	29
1.6	Einfluss der Proben- bzw. Schichtdicke auf MnSi	34
1.6.1	Dünne MnSi-Volumenkristalle	34
1.6.2	Epitaktische MnSi-Schichten	34
1.7	Planarer Hall-Effekt	36
1.8	Zielsetzung und Gliederung dieser Dissertation	38
2	Experimentelle Methoden	41
2.1	Herstellung und Präparation der Proben	42
2.2	Messaufbau: Magnetkryostat und Probenstäbe	47
2.2.1	Magnetkryostat	47
2.2.2	Probenstäbe	48

2.3	Messelektronik	50
2.3.1	Spannungsaufnahme	51
2.3.2	Überlagerung des Messstroms mit hohen DC-Strömen	52
2.3.3	Überlagerung des Messstroms mit niedrigen DC-Strömen	53
2.4	Parasitäre Effekte hoher DC-Ströme	53
2.4.1	Temperaturkorrektur temperaturabhängiger Messungen	54
2.4.2	Temperaturkorrektur magnetfeldabhängiger Messungen	56
2.4.3	Effekte von Oersted-Feldern auf Phasengrenzen	64
2.5	Datenauswertung	66
2.5.1	Messungen in Standard-Hall-Geometrie	67
2.5.2	Messungen in planarer Hall-Geometrie	69
2.5.3	Berechnung spezifischer Widerstände	71
2.5.4	Korrektur magnetfeldabhängiger Messungen	71
3	Spin-Transfer-Torque-Effekte in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$	73
3.1	Experimentelle Ergebnisse	74
3.1.1	Temperaturabhängigkeit des Widerstands bei $j_{\text{DC}} = 0$	74
3.1.2	Temperaturabhängigkeit des Hall-Widerstands bei $j_{\text{DC}} > 0$	75
3.1.3	Emergente elektrische Felder und kritische Stromdichte	79
3.2	Diskussion	80
3.3	Zusammenfassung	82
4	Emergente Elektrodynamik in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$)	85
4.1	Einfluss eines DC-Stroms auf den Widerstand	86
4.1.1	Längs- und Hall-Widerstand für $j_{\text{DC}} = 0$	86
4.1.2	Längs- und Hall-Widerstand für $j_{\text{DC}} > 0$	88
4.2	Emergente elektrische Felder und Driftwinkel	91
4.2.1	Bestimmung emergenter elektrischer Felder	91
4.2.2	Driftwinkel des Skyrmionengitters in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$)	94
4.2.3	Driftwinkel für andere Eisenkonzentrationen	96
4.3	Abhängigkeit der Phasengrenzen von j_{DC}	98
4.3.1	Experimentelle Ergebnisse	98
4.3.2	Diskussion möglicher Auswirkungen von $j_{\text{DC}} > 0$	101
4.4	Einfluss der Strom- und Kühlhistorie	102
4.5	Zusammenfassung	105
5	Hall-Effekt-Messungen an MnSi	107
5.1	Experimentelle Ergebnisse: Volumenprobe	108
5.1.1	Planarer Längs- und Hall-Widerstand bei $j_{\text{DC}} = 0$	108
5.1.2	Planarer Längs- und Hall-Widerstand bei $j_{\text{DC}} > 0$	111
5.2	Experimentelle Ergebnisse: Dünnschichten	113
5.2.1	Längs- und Hall-Widerstand in Standard-Hall-Geometrie	115
5.2.2	Längs- und Hall-Widerstand in planarer Hall-Geometrie	122
5.2.3	Planarer Längs- und Hall-Widerstand bei $j_{\text{DC}} > 0$	128

5.3 Diskussion	132
5.4 Zusammenfassung	134
6 Zusammenfassung und Ausblick	135
Publikationsliste	137
Danksagung	139
Literaturverzeichnis	141

KAPITEL 1

Einleitung

Seit einigen Jahren werden in der Festkörperphysik intensiv Phänomene in Zusammenhang mit nicht-trivialer Topologie untersucht. Im Teilbereich des Magnetismus sind als Skyrmionen bekannte Wirbelstrukturen die vermutlich am ausführlichsten erforschten topologischen Zustände. Durch ihre nicht-triviale Topologie im Realraum können diese magnetischen Texturen nicht kontinuierlich in konventionelle, topologisch triviale Formen von Spinordnung wie Ferromagnetismus oder Antiferromagnetismus überführt werden.

Die Bezeichnung der Skyrmionen geht auf den britischen Kernphysiker Tony Skyrme zurück, der 1961 ein theoretisches Modell vorschlug, in dem Neutronen und Protonen als topologische Solitonen eines Pionenfeldes auftreten, Fermionen also aus bosonischen Feldern hergeleitet werden [1–3]. Die Schlussfolgerungen aus Skyrmes Modell stellen möglicherweise das erste Beispiel für Fraktionalisierung dar. Die Bedeutung dieses Modells wurde erst zirka 20 Jahre später durch Witten und Adkins demonstriert [4].

Skyrmes Ideen wurden seit ihrer Veröffentlichung in völlig unterschiedlichen Teilbereichen der Physik aufgegriffen. Beispiele hierfür können in der Teilchenphysik gefunden werden [4–8] und beinhalten zudem den Hall-Zustand bei halb gefüllten Zuständen [9–11], Bose-Einstein Kondensate [12–14] sowie Flüssigkristalle [15].

Auch wenn die Existenz von Skyrmionen bereits 1989 in nicht-zentrosymmetrischen magnetischen Materialien mit uniaxialer Anisotropie vorhergesagt wurde [16, 17], konnten sie erst etwa zwei Jahrzehnte später in Form einer Gitterstruktur in MnSi [18] und $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ [19] experimentell nachgewiesen werden. Seitdem wurde die Existenz

ähnlicher nicht-trivialer Spintexturen in einer schnell wachsenden Zahl von Volumen- und Dünnschichtsystemen berichtet.

Das Interesse an Systemen mit skyrmionischen Phasen reicht von grundlegenden Fragen wie dem möglichen Zusammenbrechen der Fermiflüssigkeitstheorie [20–22] bis hin zu neuen Anwendungen im Bereich der Spintronik [23, 24]. Eine der wichtigsten Folgen der nicht-trivialen Topologie ist die extrem effektive Kopplung von Spinströmen an die Spintextur, die deren Manipulation erlaubt und durch eine emergente Elektrodynamik beschrieben werden kann [25, 26]. Das bis heute erreichte Verständnis der Spinanregungen deutet darauf hin, dass beispielsweise maßgefertigte Mikrowellengeräte durch die Kombination verschiedener Materialien gebaut werden können [27–31].

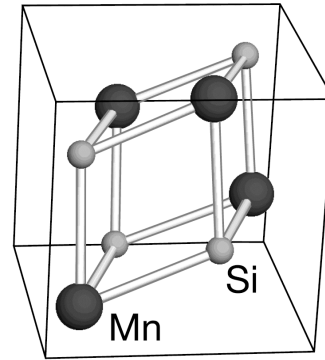
Der in diesem Kapitel dargestellte Stand der Forschung ist folgendermaßen gegliedert. Nach einer Einführung in den Helimagnetismus am Beispiel der Verbindung MnSi wird die Skyrmionengitter-Phase und die damit verbundene emergente Elektrodynamik besprochen. Anschließend werden die unterschiedlichen in MnSi beobachteten Beiträge zum Hall-Effekt erklärt und dabei insbesondere auf den topologischen eingegangen. Anschließend werden nach einer theoretischen Einführung experimentelle Studien zu Spin-Transfer-Torque-Effekten in MnSi vorgestellt. Danach wird besprochen, welchen Einfluss hydrostatischer und chemischer Druck sowie die Schichtdicke auf MnSi haben. Abschließend wird die Zielsetzung und Gliederung dieser Dissertation aufgezeigt.

1.1 Helimagnetismus in MnSi

MnSi ist eine binäre $B20$ -Übergangsmetallverbindung, die in der Raumgruppe $P2_13$ mit einer Gitterkonstanten von $a = 4.56 \text{ \AA}$ kristallisiert. Die fehlende Inversionssymmetrie dieser Raumgruppe führt zur Kristallisation zweier Enantiomere. Die Kristallstruktur von MnSi ist in Abb. 1.1 schematisch gezeigt. Unterhalb einer Übergangstemperatur von $T_c \approx 29 \text{ K}$ bildet MnSi langreichweitige magnetische Ordnung aus [32–35], die in den 1970er-Jahren als Helimagnetismus mit langer Wellenlänge und einer leichten $\langle 111 \rangle$ -Achse identifiziert wurde [36–40]. Die Helixwellenlänge steigt von etwa 165 \AA bei T_c auf etwa 180 \AA bei tiefsten Temperaturen an [38, 41, 42].

Die langreichweitige helimagnetische Ordnung von MnSi ergibt sich durch eine wohlverstandene Hierarchie von Energieskalen [44] (vgl. Beschreibung von Gleichung (1.1) in Abschnitt 1.1.1). Die stärkste Energieskala ist die Austauschwechselwirkung, die eine parallele Spinanordnung favorisiert. Die mittlere Energieskala, gegeben durch die isotrope Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung, favorisiert senkrechte Spinanordnung [45–47]. In Konkurrenz mit der stärkeren Austauschwechselwirkung stabilisiert sich eine helikale Modulation [38, 39]. Die Chiralität der Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung und damit die Chiralität der helikalen Modulation ist durch den

Abb. 1.1: Kristallstruktur von MnSi.
Abbildung aus [43].



Enantiomer der kristallinen Struktur vorgegeben [48, 49]. Auf der schwächsten Energieskala bestimmen schließlich Spin-Bahn-Kopplungs-Terme höherer Ordnung, auch als Kristallfeld-Effekte oder kubische Anisotropien bekannt, die Propagationsrichtung der helikalen Modulation [36].

Diese Hierarchie von Energieskalen führt zu einem generischen magnetischen Phasendiagramm, gezeigt in Abb. 1.2. Bei ausreichend hohen Temperaturen sind die magnetischen Eigenschaften durch austauschverstärkten Paramagnetismus mit großen fluktuierenden Momenten geprägt [50].

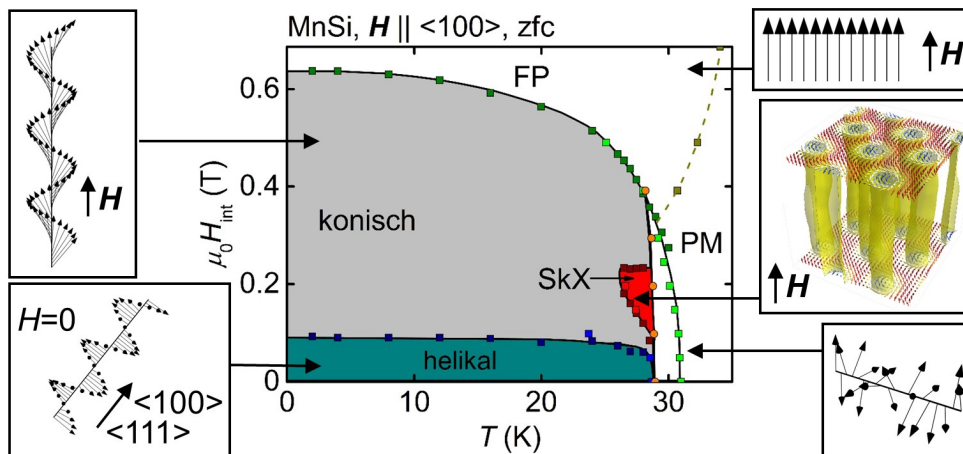


Abb. 1.2: Magnetisches Phasendiagramm von MnSi mit schematischen Darstellungen der Spinkonfigurationen. Mit Daten aus [51]. Schematische Spinkonfigurationen von F. Rucker. Schematische Darstellung des Skyrmionengitters von M. Garst.

Bei niedrigen Temperaturen beobachtet man im Nullfeld helikale Ordnung mit gleichmäßiger Domänenpopulation. Der helikale Propagationsvektor ist durch kubische magnetische Anisotropien bestimmt. Durch kleine Magnetfelder ändern sich die Domänenpopulationen bis die helikale Ordnung am Übergangsfeld H_{c1} einen Spin-Flop-Übergang vollzieht [52, 53].

Die Spin-Flop-Phase mit einem eindomänigen Zustand, der durch parallel zum Magnetfeld propagierende Spinspiralen geprägt ist, wird auch als konischer Zustand

bezeichnet. Die Bezeichnung rührt daher, dass die Spins zunehmend in Feldrichtung kippen, während sie sich helikal um die Feldrichtung drehen.

Durch weiteres Erhöhen des Magnetfeldes schließt sich der Winkel zwischen den Spins und der Feldrichtung zunehmend, bis ein Übergang in den feldpolarisierten Zustand bei H_{c2} erfolgt [35].

Der Übergang vom paramagnetischen Zustand bei hohen Temperaturen in die helimagnetisch geordnete Phase bei tieferen Temperaturen wurde trotz intensiver Forschung kontrovers diskutiert [54–59]. So wurde dieser Übergang zunächst als Übergang zweiter Ordnung interpretiert [32]. Detailliertere Messungen zeigten jedoch einen Übergang erster Ordnung mit einer geringen latenten Wärme [60–62]. Janoschek *et al.* konnten schließlich anhand von Kleinwinkelneutronenstreuung (SANS) zeigen, dass der Übergang im Rahmen eines Brazovskii-Szenarios fluktuationsgetrieben erster Ordnung ist [41].

Knapp unterhalb der Übergangstemperatur T_c bildet sich bei kleinen Magnetfeldern eine mittlerweile als Skymionengitterphase (SkX-Phase) bekannte Phasentasche aus. Dieser Bereich im Phasendiagramm wurde bereits früh identifiziert und wird historisch oft als A-Phase bezeichnet [32, 37, 63]. Die genaue mikroskopische Struktur wurde jedoch erst 2008 mittels Kleinwinkelneutronenstreuung als Gitter von Skymionen in einem MnSi-Volumenkristall identifiziert [18]. Im Zusammenhang mit der SkX-Phase auftretende Phänomene, wie die emergente Elektrodynamik [64], ein topologischer Beitrag zum Hall-Effekt [65] oder Spin-Transfer-Torque-Effekte [25, 64, 66–68], werden in den folgenden Abschnitten ausführlich besprochen.

Zum Phasendiagramm von MnSi qualitativ ähnliche Phasendiagramme werden auch für weitere (pseudo-)binäre $B20$ -Materialien beobachtet, unabhängig davon, ob sie Metalle [18, 69], Halbleiter [19, 70] oder Isolatoren [27, 71] sind. Im Speziellen scheinen die Phasendiagramme unempfindlich auf die absoluten Werte der Übergangstemperaturen, Übergangsfelder und Helixwellenlängen zu sein. Diese umfassen bei den zuvor genannten Materialien etwa zwei Größenordnungen.

1.1.1 Die Skymionengitterphase in MnSi

Das in MnSi in einer Phasentasche knapp unterhalb der Übergangstemperatur T_c beobachtete Skymionengitter besteht aus einem regelmäßigen hexagonalen Gitter von Spinwirbeln. Von speziellem Interesse ist die nicht-triviale Topologie dieser Spintextur, die keine kontinuierliche Transformation in einen topologisch trivialen Zustand, wie einen Paramagneten, Ferromagneten oder Helimagneten, erlaubt. Die Existenz des hexagonalen Skymionengitters wurde anfänglich experimentell mittels Kleinwinkelneutronenstreuung in Volumenproben gezeigt [18, 19, 71–73].

Für ein genaueres Verständnis der Mechanismen, die zur Ausbildung des Skymionengitters in MnSi führen, kann das Ginzburg-Landau Funktional der freien Energie

betrachtet werden. Dieses erlaubt die Beschreibung des Magnetismus unter Einfluss eines externen Magnetfeldes \mathbf{H} . Die freie Energie

$$F[\mathbf{M}] = \int \left(\underbrace{r_0 \mathbf{M}^2 + J (\nabla \mathbf{M})^2 + U \mathbf{M}^4}_{\text{Ferromagnetische WW}} + \underbrace{2D \mathbf{M} (\nabla \times \mathbf{M})}_{\text{DM WW}} - \mu_0 \mathbf{H} \mathbf{M} + h. O. \right) d^3 \mathbf{r} \quad (1.1)$$

des Systems wird hierbei in Termen der Magnetisierung \mathbf{M} mit den phänomenologischen Kopplungsparametern r_0 , J , D und U entwickelt [30, 74]. Höhere Entwicklungsordnungen als \mathbf{M}^4 sind in $h. O.$ zusammengefasst. Aufgrund der schwachen Spin-Bahn-Kopplung in MnSi mit der Kopplungskonstante $\lambda_{\text{SO}} \ll 1$ kann die freie Energie in Termen von λ_{SO} entwickelt werden. In Abhängigkeit der Kopplungskonstanten λ_{SO} lassen sich die folgenden Energieskalen unterscheiden [44]:

- Ferromagnetische Wechselwirkung ($\propto \lambda_{\text{SO}}^0$)
Die ersten drei Terme in Gleichung (1.1) beschreiben als größte Energieskala die parallele Ausrichtung der Spins.
- Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung ($\propto \lambda_{\text{SO}}^2$)
Der vierte Term in Gleichung (1.1) hat seine Ursache in der fehlenden Inversionssymmetrie des Kristalls und beschreibt als mittlere Energieskala eine Ausrichtung der Spins senkrecht zueinander.
- Terme höherer Ordnung ($\propto \lambda_{\text{SO}}^4$)
Diese Terme in Gleichung (1.1) haben ihre Ursache in Kristallfeldern und bewirken als kleinste Energieskala die Ausrichtung der Helices parallel zu den Kristallrichtungen (111) und (100) in der helikalen Phase und in der SkX-Phase (vgl. Abschnitt 1.5.3).

Das Skyrmionengitter kann im Wesentlichen, wie in Abb. 1.3 dargestellt, als Überlagerung dreier Helices mit fester Phasenbeziehung unter einem Winkel von 120° in einer Ebene senkrecht zum externen Magnetfeld zusammen mit einer ferromagnetischen Komponente entlang des Magnetfeldes beschrieben werden. Entlang der Feldrichtung wiederholt sich die quasi-zweidimensionale Spinstruktur und bildet, vergleichbar mit Flussschläuchen in Typ-II-Supraleitern, Skyrmionenschläuche (vgl. schematische Darstellung in Abb. 1.3). Die Stabilisierung des Skyrmionengitters erfolgt über thermische Fluktuationen. Die Wechselwirkung eines Skyrmions mit einem Elektronenspin kann im Sinne eines Quantums emergenten magnetischen Flusses verstanden und im Rahmen einer emergenten Elektrodynamik (vgl. Abschnitt 1.1.2) beschrieben werden [64, 75].

Weitere detaillierte Studien mittels Kleinwinkelneutronenstreuung an MnSi zeigten schwache Streuung höherer Ordnung, die auf einen sehr schwachen solitonischen Charakter der Skyrmionen hinweist. Die Evolution dieser Streuung höherer Ordnung als Funktion von Temperatur und Magnetfeld bestätigt die langreichweitige kristalline

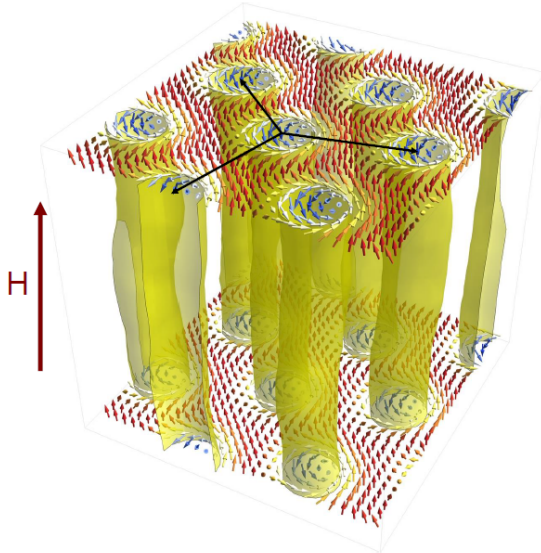


Abb. 1.3: Schematische Darstellung der Spinstruktur der SkX-Phase. Die drei Propagationsvektoren sind mit schwarzen Pfeilen dargestellt. Entlang der Feldrichtung \mathbf{H} bilden sich Skyrmionenschläuche. Abbildung von M. Garst.

Natur des Skyrmionengitters sowie die multi- Q Natur mit fester Phasenbeziehung der Modulation als Ursache der nicht-trivialen Topologie [76].

Skyrmionen werden in einem weiten Bereich von Volumenproben und Nanosystemen erwartet [16, 18, 70] und wurden bereits in weiteren helimagnetisch ordnenden, nicht-zentrosymmetrischen $B20$ -Verbindungen beobachtet [18, 19, 72, 77]. Skyrmionen wurden zudem auch in Nicht- $B20$ -Systemen wie beispielsweise einer einatomigen Eisenschicht auf einem Iridiumsubstrat beobachtet [78]. Verantwortlich für die Bildung eines Skyrmionengitters ist in diesem System das Zusammenspiel der Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung, der Vier-Spin-Wechselwirkung und des Heisenberg-Austausches.

Realraumbilder der magnetischen Strukturen wurden mittels Lorentz-Kraft-Transmissions-Elektronen-Mikroskopie (LF-TEM) aufgenommen. Diese Methode ist sensitiv auf Komponenten der magnetischen Momente in der Ebene [27, 69, 70, 79]. Sie kann jedoch nur an gedünnten Volumenproben verwendet werden, wohingegen die magnetische Kraft-Mikroskopie (MFM) die Erfassung magnetischer Streufelder über der Oberfläche von Volumenproben erlaubt [80]. In Abb. 1.4 sind theoretische Vorhersagen und mit Lorentz-Kraft-Mikroskopie gemessene Realraumbilder der helikalen Phase und der SkX-Phase in $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ($x = 0.5$) aus der Literatur gezeigt [70]. Als neue Errungenschaft der Realraumbildgebung konnte die Spinanordnung des Skyrmionengitters in $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ($x = 0.5$) durch Elektronen-Holographie in drei Dimensionen rekonstruiert werden [81].

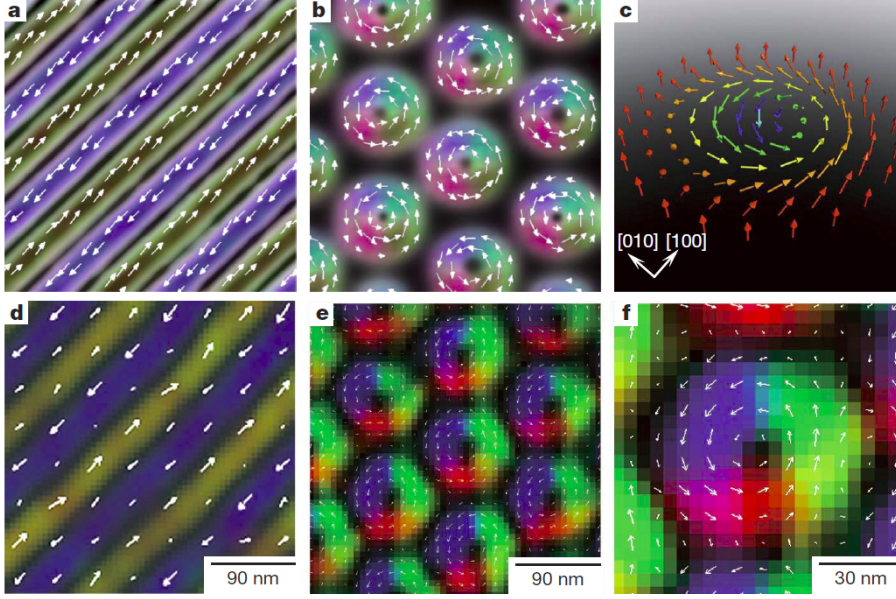


Abb. 1.4: Realraumbilder der helikalen Phase und der SkX-Phase in $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ($x = 0.5$). (a), (b) Monte-Carlo-Vorhersagen für die helikale Struktur und die Struktur der SkX-Phase. (c) Schematische Darstellung der Spinstruktur eines Skyrmions. (d) Realraumbild der helikalen Phase bei $H = 0$. (e), (f) Realraumbilder der SkX-Phase bei $\mu_0 H = 50$ mT. Die Bilder wurden mittels Lorentz-Kraft-Mikroskopie aufgenommen. Abbildung aus [70].

1.1.2 Emergente Elektrodynamik

Die nicht-triviale topologische Struktur des Skyrmionengitters kann im Rahmen einer emergenten Elektrodynamik beschrieben werden [64, 75, 82]. Im Folgenden wird die Richtung der Magnetisierung \mathbf{M} mit $\hat{n} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$ bezeichnet. Mit der sich entlang der z -Achse nicht ändernden, topologisch nicht-trivialen Textur des Skyrmionengitters ist dann eine topologische Ladungsdichte (Skyrmionendichte)

$$\rho_{\text{top}} = \frac{1}{4\pi} \hat{n} (\partial_x \hat{n} \times \partial_y \hat{n}) \quad (1.2)$$

in der (x, y) -Ebene verknüpft. Ein Maß für die Topologie der Struktur ist dabei die Windungszahl \mathcal{W} . Die Windungszahl ist ganzzahlig und als Integral über die Skyrmionendichte pro magnetischer Einheitszelle

$$\mathcal{W} = \int_{\text{Einheitszelle}} dx dy \rho_{\text{top}} \quad (1.3)$$

gegeben. Über eine Kontinuitätsgleichung ist mit der topologischen Ladungsdichte wiederum ein topologischer Ladungsstrom

$$j_{\alpha}^{\text{top}} = \frac{1}{4\pi} \epsilon_{0\alpha\beta} \hat{n} (\partial_{\beta} \hat{n} \times \partial_t \hat{n}) \quad (1.4)$$

mit $\alpha = x, y$ verknüpft.

Für die Beschreibung im Rahmen der emergenten Elektrodynamik betrachtet man ein Elektron, das sich durch eine magnetische Textur $\hat{n}(\mathbf{r}, t)$ bewegt. Über die Schrödingergleichung lassen sich mit der Bewegung verknüpfte emergente elektrische und emergente magnetische Felder definieren. Für eine magnetische Textur, die sich wie das Skyrmionengitter entlang der z -Achse nicht ändert, erhält man das emergente elektrische Feld $\mathbf{E}_{\text{emergent}}^\alpha$ und das emergente magnetische Feld $\mathbf{B}_{\text{emergent}}^z$

$$\mathbf{E}_{\text{emergent}}^\alpha = -\frac{\hbar}{2e}\hat{n}(\partial_\alpha\hat{n} \times \partial_t\hat{n}) = \frac{2\pi\hbar}{e}\epsilon_{0\alpha\beta}J_\beta^{\text{top}} \quad (1.5)$$

$$\mathbf{B}_{\text{emergent}}^z = -\frac{\hbar}{2e}\hat{n}(\partial_x\hat{n} \times \partial_y\hat{n}) = \frac{2\pi\hbar}{e}\rho_{\text{top}} \quad (1.6)$$

mit $\alpha, \beta = x, y$.

Auf die emergente Elektrodynamik mit ihren emergenten elektrischen und emergenten magnetischen Feldern, der topologischen Ladungsdichte und dem topologischen Ladungsstrom wird bei der Besprechung des anomalen Hall-Effekts in Abschnitt 1.2.2 und des topologischen Hall-Effekts in Abschnitt 1.2.3 sowie bei der Diskussion von Spin-Transfer-Torque-Effekten in Abschnitt 1.3 Bezug genommen.

1.2 Hall-Effekt in nicht-kollinearen Magneten

Die vielleicht wichtigste physikalische Größe, in der sich Beiträge aufgrund der nicht-trivialen Topologie zeigen, ist der Hall-Effekt. Der Hall-Effekt beschreibt grundsätzlich das Auftreten einer elektrischen Querspannung, die senkrecht zur Richtung eines Stromflusses und senkrecht zur Richtung eines externen Magnetfeldes steht. Bei einem topologisch trivialen Material (Windungszahl $\mathcal{W} = 0$) kann der Hall-Widerstand ρ_{xy} mittels eines phänomenologischen Ansatzes als normale Komponente ρ_{xy}^{norm} und anomale Komponente ρ_{xy}^{anom}

$$\rho_{xy} = \rho_{xy}^{\text{norm}} + \rho_{xy}^{\text{anom}} \quad (1.7)$$

geschrieben werden [83]. Der normale Beitrag zum Hall-Effekt entsteht durch die Ablenkung der Ladungsträger im Magnetfeld und ist linear in H , der anomale Beitrag ist eine Konsequenz der Spin-Bahn-Kopplung und verhält sich linear mit dem Betrag der Magnetisierung M .

1.2.1 Normaler Hall-Effekt

Auf die Leitungselektronen wirkt senkrecht zur Flussrichtung eines angelegten Stroms und senkrecht zu einem externen Magnetfeld die Lorentzkraft. Diese Kraft verursacht eine Ablenkung der Leitungselektronen, die als normaler Hall-Effekt

$$\rho_{xy}^{\text{norm}} = \mu_0 R_0 \cdot H \quad (1.8)$$

geschrieben werden kann [84]. R_0 ist die als $R_0 = [q \cdot n(T)]^{-1}$ definierte normale Hall-Konstante. Sie ist wegen der Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte $n(T)$ im Allgemeinen temperaturabhängig. Ihr Vorzeichen wird durch die Art der Majoritätsladungsträger bestimmt. Bei Elektronenleitung ist sie positiv, bei Lochleitung negativ.

1.2.2 Anomaler Hall-Effekt

Der sich durch eine endliche Magnetisierung M ergebende anomale Hall-Effekt kann empirisch in der Form

$$\rho_{xy}^{\text{anom}} = \mu_0 R_S \cdot M \quad (1.9)$$

geschrieben werden. Der Skalierungsfaktor R_S bildet die Magnetisierung $M(H)$ auf den Hall-Widerstand $\rho_{xy}(H)$ ab und ist daher unabhängig von H [85]. In Abhängigkeit des Längswiderstands ρ_{xx} kann der anomale Hall-Widerstand in der Form

$$\rho_{xy}^{\text{anom}} = \alpha \rho_{xx} + \beta \rho_{xx}^2 \quad (1.10)$$

dargestellt werden [83].

Mikroskopisch hat der anomale Hall-Effekt seinen Ursprung in der relativistischen Spin-Bahn-Kopplung in Anwesenheit einer spontanen Magnetisierung [83]. Es lassen sich von der Bandstruktur abhängige intrinsische Beiträge und durch Streuprozesse an Störstellen und Unordnung verursachte extrinsische Beiträge unterscheiden.

Der intrinsische Beitrag des anomalen Hall-Effekts kann durch das Aufsammeln einer Berry-Phase im Impulsraum bei der Bewegung eines Elektrons in gekrümmten Bändern beschrieben werden [22]. Dieser intrinsische anomale Beitrag zum Hall-Effekt sowie der im folgenden Abschnitt 1.2.3 besprochene topologische Beitrag zum Hall-Effekt können im Rahmen einer emergenten Elektrodynamik (vgl. Abschnitt 1.1.2) durch die Bewegung der Elektronen in effektiven Magnetfeldern erklärt werden [86].

Diese effektiven Magnetfelder werden durch die antisymmetrische 6×6 -Matrix

$$\Omega_{ij} = \hbar \hat{n} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \hat{n} \times \frac{\partial}{\partial x_j} \hat{n} \right) \quad (1.11)$$

beschrieben. Die geometrische Interpretation des Terms Ω_{ij} ist, dass $\Omega_{ij} dx_i dx_j$ die Berry-Phase (multipliziert mit \hbar) beschreibt, die ein Elektron aufsammelt, während es sich auf einer infinitesimalen Bahn in der (i, j) -Ebene im Phasenraum mit der Fläche $dx_i dx_j$ bewegt, die durch den Raumwinkel, den die Vektoren \hat{n} in dieser Bahn einschließen, gegeben ist.

Hierbei beschreiben die drei Komponenten Ω_{ij} ($i, j \in \{4, 5, 6\}$) die korrespondierenden Berry-Phasen im Impulsraum, die für den intrinsischen anomalen Hall-Effekt verantwortlich sind [83]. Auf die weiteren Komponenten Ω_{ij} wird bei der Besprechung des topologischen Hall-Effekts im folgenden Abschnitt 1.2.3 eingegangen.

Ein Beispiel für einen intrinsischen Beitrag zum Hall-Effekt ist, wie in Abb. 1.5(a) gezeigt, die Streuung von Elektronen zwischen unterschiedlichen Bändern [87]. Dieser Beitrag spiegelt sich im zweiten Term $\beta\rho_{xx}^2$ von Gleichung (1.10) wider. Das beschleunigende elektrische Feld kann durch Störstellen ausgeglichen werden, sodass kein Beitrag zum Hall-Effekt beobachtet wird [88, 89].

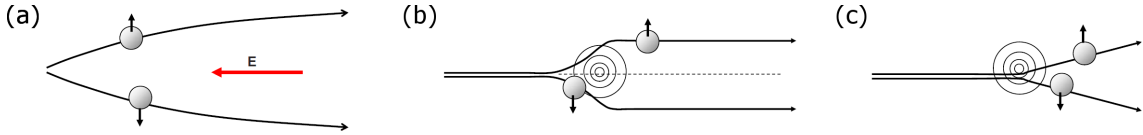


Abb. 1.5: Schematische Darstellung zum anomalen Hall-Effekt beitragender Streumechanismen. (a) Elektronenstreuung zwischen Bändern. (b) Unterschiedliche Wahrscheinlichkeit für den Streuvorgang von Zustand \mathbf{k} in den Zustand \mathbf{k}' und für den umgekehrten Streuvorgang („skew scattering“). (c) Seitliche Verschiebung des Elektrons während eines Streuvorgangs („side jump“). Abbildung aus [83].

Ein extrinsischer Beitrag zum anomalen Hall-Effekt kann sich, wie in Abb. 1.5(b) schematisch gezeigt, dadurch ergeben, dass die Wahrscheinlichkeit für die Streuung vom elektronischen Zustand \mathbf{k} in den Zustand \mathbf{k}' anders als für den umgekehrten Streuvorgang ist [88, 89]. Es kommt dadurch zu einer transversalen Hall-Spannung, die zum ersten Term $\alpha\rho_{xx}$ von Gleichung (1.10) beiträgt. Ein anderer extrinsischer Beitrag ergibt sich, wie in Abb. 1.5(c) schematisch gezeigt, durch die seitliche Verschiebung des Elektrons während des Streuvorgangs [90, 91]. Dies führt zu einer transversalen Hall-Spannung, die zum zweiten Term $\beta\rho_{xx}^2$ von Gleichung (1.10) beiträgt.

Der in MnSi und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ beobachtete anomale Hall-Effekt kann, wie in Abschnitt 1.5.2 genauer ausgeführt, im Wesentlichen durch intrinsische Beiträge unter Vernachlässigung extrinsischer Beiträge erklärt werden.

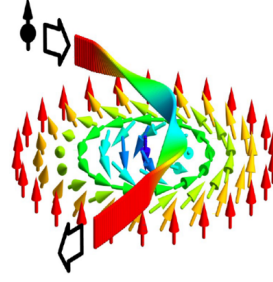
1.2.3 Topologischer Hall-Effekt

In Materialien mit nicht-trivialer Topologie (Windungszahl $\mathcal{W} \neq 0$) gibt es neben dem normalen und dem bereits besprochenen anomalen Hall-Effekt einen zusätzlichen topologischen Beitrag zum Hall-Effekt.

Bei der Bewegung der Elektronen durch eine magnetische Textur folgen die Spins, wie schematisch in Abb. 1.6 gezeigt, adiabatisch der lokalen Magnetisierung \mathbf{M} . Durch die Änderung der Richtung der Spins entlang der Richtung $\hat{n} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$ sammeln sie eine Berry-Phase auf. Im Gegensatz zum zuvor in Abschnitt 1.2.2 besprochenen anomalen Hall-Effekt hat der topologische Hall-Effekt seine Ursache in Berry-Phasen, welche die Elektronen im Ortsraum aufsammeln [86].

Der topologische Beitrag zum Hall-Effekt ρ_{xy}^{top} kann, wie bereits zuvor in Abschnitt 1.2.2 für den anomalen Hall-Effekt besprochen, im Rahmen einer emergenten Elektrodynamik (vgl. Abschnitt 1.1.2) durch die Bewegung der Elektronen

Abb. 1.6: Ein Elektron folgt adiabatisch der lokalen Magnetisierung der Spintextur eines Skyrmions. Abbildung von A. Rosch.



in effektiven Magnetfeldern erklärt werden [86]. Die ersten 3×3 Komponenten der antisymmetrischen Matrix $\mathbf{\Omega}$ in Gleichung (1.11) können als die drei Komponenten des emergenten Magnetfeldes [64]

$$B_i^e(\mathbf{x}) = \left| \frac{2}{q_\sigma^e} \right| B_i^{\text{eff}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \sum_{j,k=1\dots 3} \epsilon_{ijk} \Omega_{jk} \quad (1.12)$$

entstehend aus reinen Realraum-Berry-Phasen mit $i \in \{1, 2, 3\}$ identifiziert werden. Es wird dabei lediglich über die Realraum-Indices 1, 2 und 3 summiert.

Die übrigen neun unabhängigen Komponenten von $\mathbf{\Omega}$ spiegeln Berry-Phasen wider, die aus Bahnen im gemischten Phasenraum mit Realraum- und Impulsrichtungen aufgesammelt werden und ebenso zum Hall-Effekt beitragen. Ihre Bedeutung in Materialien ist im Wesentlichen nicht erforscht.

Ersetzt man die topologische Ladung q_σ^e durch die Elektronenladung $e < 0$ erhält man die bekannten Gleichungen für den Hall-Effekt durch orbitale Magnetfelder. Der topologische Hall-Widerstand

$$\rho_{xy}^{\text{top}} \approx R_0 B_{\text{emergent}} \left\langle \frac{q_\sigma^e}{e} \right\rangle_{\text{FS}} = R_0 B_{\text{eff}} P \quad (1.13)$$

kann durch die normale Hall-Konstante R_0 ausgedrückt werden. Hierbei ist

$$P = \left| \frac{e}{q_\sigma^e} \right| \left\langle \frac{q_\sigma^e}{e} \right\rangle_{\text{FS}} \quad (1.14)$$

eine effektive Polarisation und $\langle \dots \rangle_{\text{FS}}$ eine bestimmte Mittelung über alle Fermiflächen [22]. Die Mittelung über alle Fermiflächen ist bei der Korrektur von Effekten endlicher Temperaturen (vgl. Abschnitte 1.4 und 1.5) essentiell.

In MnSi ist das effektive Magnetfeld durch den Ausdruck

$$B_{\text{eff}} = -\frac{h}{e} \left(\frac{\sqrt{3}}{2\lambda_{\text{skX}}^2} \right) \approx -13.15 \text{ T} \quad (1.15)$$

gegeben. Hierbei ist λ_{skX} die Helixlänge des Skyrmionengitters (vgl. Tabelle 1.1).

Ein topologischer Beitrag zum Hall-Effekt wurde erstmals von Neubauer *et al.* in MnSi nachgewiesen [65]. Abbildung 1.7 zeigt rot schattiert den zusätzlichen topologischen

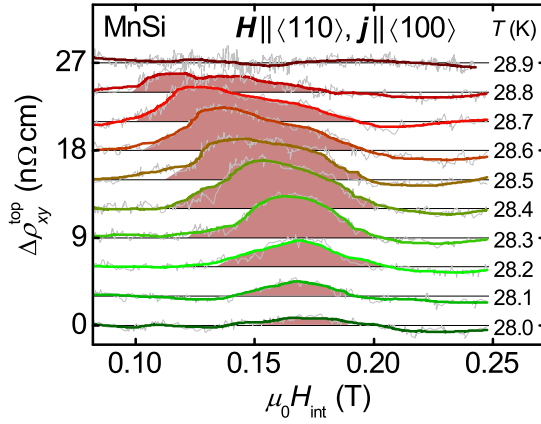


Abb. 1.7: Topologischer Beitrag zum Hall-Effekt in MnSi in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei verschiedenen Temperaturen. Abbildung von A. Bauer mit Daten aus [65].

Beitrag des Hall-Effekts in Abhängigkeit des Magnetfeldes für unterschiedliche Temperaturen im Bereich der SkX-Phase.

Die Größe des topologischen Hall-Effekts ist direkt proportional zur Skymionendichte, da diese wiederum proportional zum effektiven Magnetfeld ist. In Tabelle 1.1 sind die Helixlängen des Skymionengitters und der topologische Beitrag zum Hall-Effekt für verschiedene Materialsysteme gezeigt. Der Einfluss von hydrostatischem Druck und Eisendotierung auf den topologischen Hall-Effekt von MnSi wird in den Abschnitten 1.4 und 1.5 ausführlich besprochen.

Material	λ_{SkX} (nm)	ρ_{xy}^{top} (nΩcm)
FeGe	~ 60 [69]	$\ll 1$ [69]
Fe _{1-x} Co _x Si (x = 20 %)	~ 40 [92]	$\ll 1$ [93]
MnSi	18 [18]	4.5 [65]
MnSi @ $p \approx 11$ kbar	~ 16 [21]	~ 40 [22, 94]
Mn _{1-x} Co _x Si (x = 4 %)	~ 10 [92, 95]	~ 32 [96]
Mn _{1-x} Fe _x Si (x = 8 %)	~ 11 [92, 95]	~ 40 [96]
MnGe	3 [97]	200 [97]

Tabelle 1.1: Helixlänge λ_{SkX} und topologischer Beitrag zum Hall-Effekt ρ_{xy}^{top} für verschiedene Materialsysteme.

In den dreidimensionalen Pyrochlorstrukturen Nd₂Mo₂O₇ [98] und Pr₂Ir₂O₇ [99] sowie im Helimagneten MnGe [97] wurden ebenso topologische Beiträge zum Hall-Effekt gemessen. Für die Materialien La_{1-x}Co_xMnO₃ [100], CrO₂ [101] und Gd [102] werden topologische Beiträge zum Hall-Effekt diskutiert. Die mikroskopische Struktur dieser Systeme ist jedoch noch nicht detailliert untersucht.

1.3 Spin-Transfer-Torque-Effekte in MnSi

Der Effekt des Spin-Transfer-Torque (STT) beschreibt die Übertragung von Drehmoment bei der gegenseitigen Ausrichtung von Leitungselektronen und Elektronen der magnetischen Struktur. Durch diesen Übertrag von Drehmoment können beispielsweise Domänenwände einer ferromagnetischen Schicht mittels eines spinpolarisierten Stroms verschoben werden. Berger hat diesen Effekt erstmals vorhergesagt [103, 104] und konnte ihn in seiner Gruppe an dünnen ferromagnetischen Filmen mit Strompulsen der Größenordnung 10^5 MA m^{-2} nachweisen [105, 106].

Spin-Transfer-Torque-Effekte werden auch in Zusammenhang mit neuartigen Speicherkonzepten wie Racetrack-Speicher [107–110] diskutiert. Zum Lesen und Schreiben solcher Speicher werden ferromagnetische Domänenwände mit großen Stromdichten bewegt. Die dafür notwendigen Stromdichten der Größenordnung 10^5 MA m^{-2} übersetzen sich für die typische Probengröße der im Rahmen dieser Dissertation untersuchten Proben in Ströme von etwa 20 000 A. Aufgrund der bei den Speicherkonzepten verwendeten Nanostrukturen sind die absoluten Ströme dennoch relativ klein. Nichtsdestotrotz führen die Ströme zu joulescher Wärme und limitieren die mögliche Packungs- und damit Speicherdichte. Bei deutlich kleineren Stromdichten manipulierbare magnetische Strukturen würden Speichermedien mit einer geringeren Leistungsaufnahme und einer größeren Speicherdichte erlauben.

Jonietz *et al.* konnten mittels Kleinwinkelneutronenstreuung (SANS) erstmals zeigen, dass sich das Skymionengitter in MnSi oberhalb einer kritischen Stromdichte von nur etwa 1 MA m^{-2} zu bewegen beginnt [25]. Sie konnten demonstrieren, dass die Kopplung zwischen dem angelegten DC-Strom und dem Skymionengitter über den topologischen Hall-Effekt sehr effektiv ist und die kritische Stromdichte für Spin-Transfer-Torque-Effekte dadurch rund fünf Größenordnungen kleiner ist als bisher bekannt [105, 106].

In einem auf die Experimente von Jonietz *et al.* folgenden Transportexperiment konnten Schulz *et al.* erstmals direkt die emergenten elektrischen Felder in MnSi und damit die Driftgeschwindigkeit des Skymionengitters ermitteln [64]. Sie konnten dabei bestätigen, dass die kritische Stromdichte für die Bewegung des Skymionengitters in MnSi in der Größenordnung von 1 MA m^{-2} und damit deutlich kleiner als in Experimenten an ferromagnetischen Domänenwänden ist [111–113]. Ihre Messungen des Hall-Effekts erlaubten es zudem, die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte von der Temperatur zu bestimmen.

Vor der genaueren Besprechung der Experimente von Jonietz *et al.* und Schulz *et al.* in Abschnitt 1.3.2 werden im folgenden Abschnitt 1.3.1 zunächst theoretische Grundlagen zur Beschreibung von Spin-Transfer-Torque-Effekten gegeben.

1.3.1 Theoretische Grundlagen von STT-Effekten

Die Leitungselektronen in metallischen chiralen Magneten können Drehimpuls mit der magnetischen Textur über den Spin-Transfer-Torque austauschen. Dies hat einerseits zur Folge, dass die magnetische Struktur eine sie in Bewegung setzende Kraft erfährt. Andererseits wirkt auf die Elektronen eine Gegenkraft und lenkt sie von ihrer Bahn ab [75].

Der Spin-Transfer-Torque durch einen spinpolarisierten Strom mit der effektiven Spingeschwindigkeit \mathbf{v}_s wird durch die generalisierte Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

$$[\partial_t + (\mathbf{v}_s \nabla)] \hat{n} = -\gamma \hat{n} \times \mathbf{B}_{\text{eff}} + \hat{n} \times [\alpha \partial_t + \beta (\mathbf{v}_s \nabla)] \hat{n} \quad (1.16)$$

mit den Dämpfungskonstanten α und β beschrieben [114–116]. Durch einen Ansatz für eine mit der Geschwindigkeit \mathbf{v}_d driftende magnetische Textur $\hat{n} = \hat{n}(\mathbf{r} - \mathbf{v}_d t)$, der Projektion von Gleichung (1.16) auf die translatorischen Moden und der Integration über eine magnetische Einheitszelle des Skymionengitters erhält man die Thiele-Gleichung [117]

$$\underbrace{\mathbf{G} \times (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_d)}_{\mathbf{F}_{\text{Magnus}}} + \underbrace{\mathbf{D}(\beta \mathbf{v}_s - \alpha \mathbf{v}_d)}_{\mathbf{F}_{\text{Zug}}} = \mathbf{F}_{\text{Pinning}} \quad (1.17)$$

mit dem gyromagnetischen Kopplungsvektor \mathbf{G} , dem dissipativen Tensor \mathbf{D} und der Pinningkraft $\mathbf{F}_{\text{pinning}}$ [118, 119]. Die beiden Terme auf der linken Stelle stellen die Magnuskraft $\mathbf{F}_{\text{Magnus}}$ und die Zugkraft \mathbf{F}_{Zug} dar. In Abb. 1.8 sind diese auf ein Skymion wirkenden Kräfte mit $\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{x} = \mathbf{v}_d$ schematisch gezeigt.

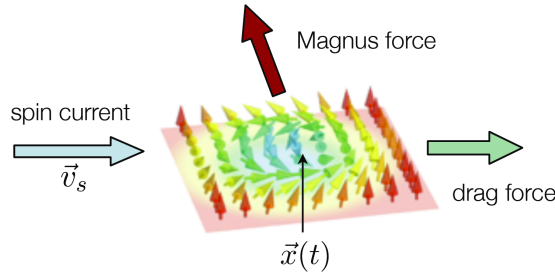


Abb. 1.8: Schematische Darstellung eines Skymions am Ort $\mathbf{x}(t)$ in Anwesenheit eines Spinstroms der Geschwindigkeit \mathbf{v}_s und der auftretenden Magnus- sowie Zugkraft. Abbildung aus [120].

Für kleine Spin-Geschwindigkeiten \mathbf{v}_s ist die Pinningkraft so groß, dass das Skymionengitter in Ruhe bleibt und $\mathbf{v}_d = 0$ gilt. Bei einer kritischen Stromdichte werden die Pinningkräfte überwunden, das Skymionengitter beginnt sich zu bewegen und \mathbf{v}_d wird endlich. Die Theorie des Übergangs, bei dem sich das Skymionengitter durch das Überwinden der Pinningkräfte löst, wird in den Referenzen [121, 122] besprochen.

Die Bewegung des Skymionengitters lässt sich im Rahmen einer emergenten Elektrodynamik (vgl. Abschnitt 1.1.2) wie folgt beschreiben. Eine sich bewegende magnetische Struktur, wie das driftende Skymionengitter, kann durch

$$\hat{n} = \hat{n}(\mathbf{r} - \mathbf{v}_d t) \quad (1.18)$$

dargestellt werden. Die topologische Stromdichte aus Gleichung (1.4) ist damit durch

$$j_{\text{top}}^\alpha \Big|_{\hat{n}=\hat{n}(\mathbf{r}-\mathbf{v}_d t)} = \rho_{\text{top}} \mathbf{v}_d^\alpha \quad (1.19)$$

gegeben. Dieser endliche topologische Strom übersetzt sich nach Gleichung (1.5) in das emergente elektrische Feld

$$\mathbf{E}_{\text{emergent}} = -\mathbf{v}_d \times \mathbf{B}_{\text{emergent}} \quad (1.20)$$

das mit dem emergenten magnetischen Feld $\mathbf{B}_{\text{emergent}}$ zusammenhängt. Die durch die emergenten Felder verursachte Lorentzkraft auf ein Elektron vereinfacht sich dadurch zu

$$\mathbf{F}_{\text{emergent}} = -e(\mathbf{E}_{\text{emergent}} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{emergent}}) = -e(\mathbf{v} - \mathbf{v}_d) \times \mathbf{B}_{\text{emergent}} \quad (1.21)$$

mit der Geschwindigkeit des Elektrons \mathbf{v} .

Die emergente Lorentzkraft ist somit nur durch die relative Geschwindigkeit $\mathbf{v} - \mathbf{v}_d$ der Elektronen in Bezug auf die sich bewegende magnetische Textur bestimmt. Ruht das Skymionengitter, beobachtet man den in Abschnitt 1.2.3 besprochenen topologischen Hall-Effekt. Bewegt sich das Skymionengitter ($\mathbf{v}_d \neq 0$), wird die emergente Lorentzkraft wegen $|\mathbf{v} - \mathbf{v}_d| < |\mathbf{v}|$ reduziert und man erwartet eine Reduktion des topologischen Hall-Effekts.

Die Reduktion des topologischen Hall-Effekts $\Delta\rho_{xy}$ hängt mit dem senkrecht zur Stromrichtung auftretenden emergenten elektrischen Feld ΔE_\perp durch

$$\Delta E_\perp = \Delta\rho_{yx} \cdot j = -\Delta\rho_{xy} \cdot j \quad (1.22)$$

zusammen. Hierbei gilt $\Delta\rho_{xy} = \rho_{xy}(j) - \rho_{xy}(j=0)$. Da für die Driftgeschwindigkeit

$$v_{d\parallel} \approx - \left| \frac{e}{q^e} \right| \frac{j \cdot \Delta\rho_{xy}}{|\mathbf{B}_{\text{emergent}}| P} \quad (1.23)$$

gilt, lässt sich diese direkt aus der Änderung des Hall-Widerstands bestimmen [64].

Im folgenden Abschnitt 1.3.2 werden neben den Ergebnissen von Jonietz *et al.* experimentelle Ergebnisse von Schulz *et al.* berichtet, die in MnSi eine Reduktion des topologischen Hall-Effekts oberhalb einer kritischen Stromdichte beobachteten.

1.3.2 Experimentelle Beobachtung von STT-Effekten

Spin-Transfer-Torque-Effekte in MnSi oberhalb einer sehr kleinen kritischen Stromdichte der Größenordnung 1 MA m^{-2} wurden erstmals von Jonietz *et al.* durch Kleinwinkelneutronenstreuung (SANS) gezeigt [25]. In einer nachfolgenden Arbeit konnten Schulz *et al.* die durch die Bewegung des Skyrmionengitters hervorgerufenen emergenten elektrischen Felder direkt messen [64]. Im Folgenden werden aus Gründen der besseren Verständlichkeit zunächst die Ergebnisse von Schulz *et al.* und danach, entgegen der historischen Reihenfolge, die Ergebnisse von Jonietz *et al.* dargestellt.

(a) Transportmessungen von Schulz *et al.*

Schulz *et al.* haben Transportmessungen an MnSi-Volumenproben zur Analyse der Bewegung des Skyrmionengitters durchgeführt [64]. Aus den Messungen des Hall-Effekts konnten die bei der Bewegung des Skyrmionengitters entstehenden emergenten elektrischen Felder und daraus die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden.

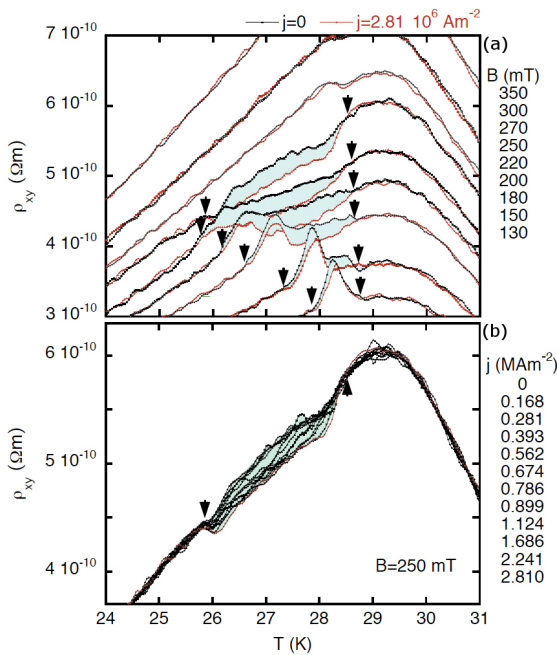
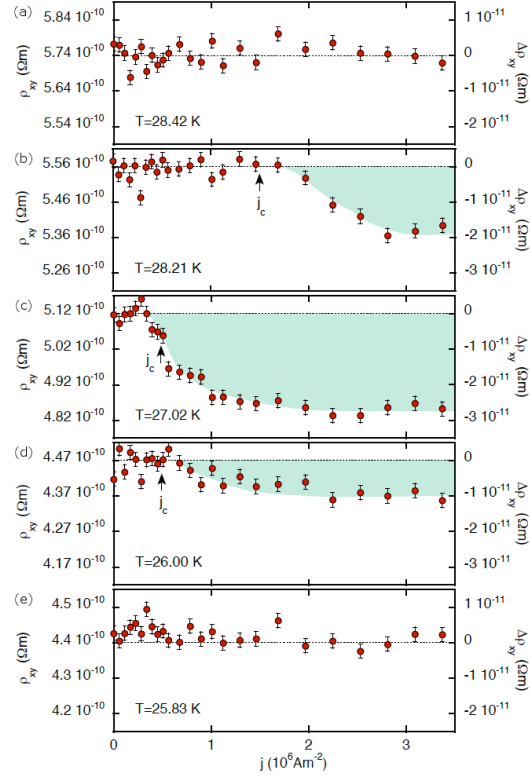


Abb. 1.9: Hall-Widerstand von MnSi in Abhängigkeit der Temperatur. (a) Bei verschiedenen Magnetfeldern zwischen $B = 130 \text{ mT}$ und 350 mT jeweils bei $j = 0$ (schwarze Linien) und $j = 2.81 \text{ MA m}^{-2}$ (rote Linien). (b) Bei konstantem Magnetfeld von $B = 250 \text{ mT}$ bei verschiedenen Stromdichten zwischen $j = 0$ und $j = 2.81 \text{ MA m}^{-2}$. Abbildung aus [64].

Abbildung 1.9(a) zeigt die Temperaturabhängigkeit des Hall-Widerstands bei verschiedenen Magnetfeldern jeweils bei $j = 0$ und $j = 2.81 \text{ MA m}^{-2}$. Außerhalb der SkX-Phase ist der Hall-Widerstand unabhängig vom angelegten Strom. Im Bereich der SkX-Phase (vgl. schwarze Pfeile) ist der Hall-Widerstand bei $j = 2.81 \text{ MA m}^{-2}$ im Vergleich zu $j = 0$ unterdrückt. Der topologische Beitrag zum Hall-Effekt wird durch die bei der Bewegung des Skyrmionengitters entstehenden emergenten elektrischen Felder kompensiert.

In Abb. 1.9(b) ist die Temperaturabhängigkeit des Hall-Widerstands bei einem externen Magnetfeld von $B = 250$ mT und verschiedenen Stromdichten j gezeigt. Außerhalb der SkX-Phase sind die Kurven unabhängig vom angelegten Strom dckungsgleich. Im Bereich der SkX-Phase ist der Hall-Widerstand bei kleinen Stromdichten im Vergleich zur Messung bei $j = 0$ unverändert. Oberhalb einer kritischen Stromdichte j_c wird der topologische Hall-Effekt mit steigendem Strom zunehmend kompensiert.

Abb. 1.10: Hall-Widerstand in Abhängigkeit des Stroms bei verschiedenen Temperaturen zwischen $T = 25.83$ K und 28.42 K. Die Achse auf der rechten Seite zeigt die Differenz zwischen dem Hall-Widerstand bei $j = 0$ und $j > 0$. Der topologische Beitrag zum Hall-Effekt wird oberhalb einer kritischen Stromdichte j_c mit steigendem Strom j zunehmend kompensiert. Abbildung aus [64].



Aus den temperaturabhängigen Messungen des Hall-Widerstands bei verschiedenen Stromdichten lässt sich, wie in den Abbildungen 1.10(a)-(e) gezeigt, die Änderung des Hall-Widerstands in Abhängigkeit des Stroms bestimmen. Außerhalb der SkX-Phase, gezeigt in den Abbildungen 1.10(a) und (e), ändert sich der Hall-Widerstand nicht mit dem angelegten Strom. Im Bereich der SkX-Phase, gezeigt in den Abbildungen 1.10(b)-(d), wird der topologische Beitrag zum Hall-Effekt oberhalb einer kritischen Stromdichte j_c (vgl. schwarze Pfeile) zunehmend kompensiert.

In Abb. 1.11 ist das aus der Änderung des Hall-Widerstands nach Gleichung (1.22) bestimmte emergente elektrische Feld $\Delta E_{\perp} = -j \cdot \Delta \rho_{xy}$ auf der linken Achse sowie die nach Gleichung (1.23) bestimmte Driftgeschwindigkeit des Skyrmionengitters auf der rechten Achse in Abhängigkeit der Stromdichte j bei $T \approx 27$ K gezeigt. Zur Bestimmung der kritischen Stromdichte j_c in Abhängigkeit der Temperatur wurden die emergenten elektrischen Felder bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Die kritischen Stromdichten wurden, da die Geschwindigkeit des Skyrmionengitters

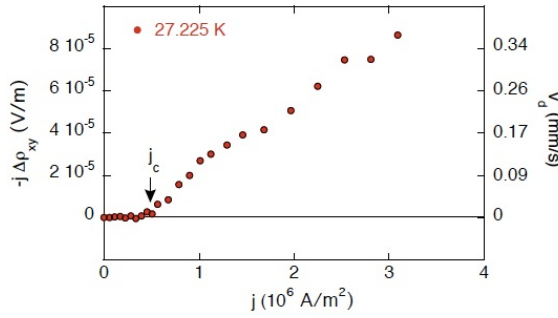


Abb. 1.11: Abhängigkeit des emergenten elektrischen Feldes $\Delta E_{\perp} = -j \cdot \Delta\rho_{xy}$ und der Driftgeschwindigkeit der Skyrmionen v_d von der Stromdichte j bei einer Temperatur von $T = 27.225$ K. Die kritische Stromdichte j_c ist mit einem Pfeil markiert. Abbildung aus [64].

für $j > j_c$ linear mit j ansteigt, aus linearen Anpassungen der Daten bestimmt. Die Driftgeschwindigkeiten v_d sind von der Größenordnung 1 mm s^{-1} und damit vergleichsweise langsam.

Abbildung 1.12 zeigt die derart bestimmten kritischen Stromdichten in Abhängigkeit der Temperatur. Nahe der unteren Temperaturgrenze der SkX-Phase ist j_c nahezu konstant etwa $j_c \approx 0.5 \text{ MA m}^{-2}$ und steigt nahe der oberen Temperaturgrenze auf bis zu etwa $j_c \approx 1.5 \text{ MA m}^{-2}$ an.

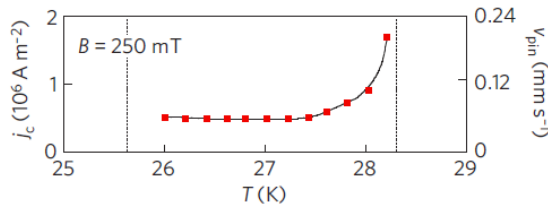


Abb. 1.12: Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c und der Pinning-Geschwindigkeit v_{pin} in MnSi bei $\mu_0 H = 250$ mT. Abbildung aus [64].

Die niedrige kritische Stromdichte kann dadurch erklärt werden, dass die Magnetisierung im Vergleich zur atomaren Gitterkonstante langsam variiert. Dies hat zur Folge, dass das Skyrmionengitter nur schwach an Defekte und die atomare Kristallstruktur koppelt und die Pinningkraft sehr klein ist. Das starke Ansteigen der kritischen Stromdichte an der oberen Temperaturgrenze der SkX-Phase kann durch die abnehmende Steifigkeit des Skyrmionengitters mit steigender Temperatur erklärt werden. Die abnehmende Steifigkeit erlaubt es dem Skyrmionengitter, sich besser an Verunreinigungen anzupassen und hat ein Ansteigen der Pinningkräfte zur Folge.

(b) Neutronenstreuexperiment von Jonietz *et al.*

Jonietz *et al.* beobachteten mit Kleinwinkelneutronenstreuung (SANS) eine Rotation des Streubildes unter Stromfluss an einer MnSi-Volumenprobe, die sie als Hinweis auf eine translatorische Bewegung des Skyrmionengitters interpretierten [25].

Mittels Kleinwinkelneutronenstreuung kann die Translationen des Skyrmionengitters von MnSi nicht aufgelöst werden. Um die Translation des Skyrmionengitters dennoch messen zu können, wurde ein Temperaturgradient entlang der Probe parallel zum Strom angelegt. Der Temperaturgradient verändert die Magnetisierung und die Stärke des Spinstroms entlang der Probe. Dadurch verändert sich, wie in Abb. 1.13

schematisch dargestellt, die auf die Skyrmionen wirkende Zug- und Magnuskraft, sodass sich ein Nettodrehmoment ergibt. Dieses Nettodrehmoment führt zu einer Rotation des Skyrmionengitters, die mittels Kleinwinkelneutronenstreuung dargestellt werden kann.

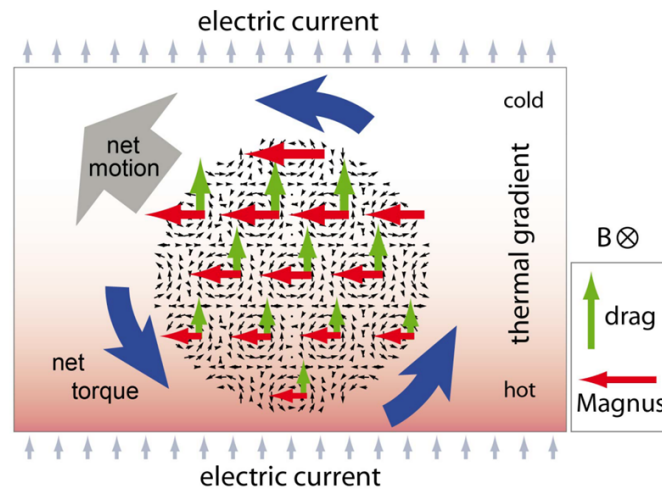


Abb. 1.13: Schematische Darstellung der auf das Skyrmionengitter wirkenden Kräfte und Drehmomente. Die Skyrmionen erfahren durch den Strom eine Magnus- und eine Zugkraft, deren Beträge sich durch einen Temperaturgradienten entlang der Probe ändern, sodass ein Nettodrehmoment entsteht. Abbildung aus [25].

In ihren Experimenten konnten Jonietz *et al.* eine Veränderung des Neutronenstreubildes in Abhängigkeit des Temperaturgradienten und des Stroms entlang der Probe zeigen. Die Abbildungen 1.14(a) und (b) zeigen Streubilder der Messung an MnSi in der SkX-Phase bei einem Magnetfeld von $B = 175$ mT ohne einen Temperaturgradienten entlang der Probe. Zu beobachten sind die sechs charakteristischen, jeweils um 60° zueinander gedrehten, Braggpeaks des Skyrmionengitters [18]. Während der in Abb. 1.14(b) gezeigten Messung war zusätzlich ein Strom von $j = 2.22$ MA m $^{-2}$ an die Probe angelegt. Verglichen mit Abb. 1.14(a) sind die Braggpeaks azimuthal verbreitert, jedoch an den gleichen Positionen.

Abbildung 1.14(c) zeigt das Streubild in Anwesenheit eines Temperaturgradienten entlang der Probe und während ein Strom von $j = 2.22$ MA m $^{-2}$ angelegt war. Im Vergleich zur Nullstrommessung ist das Streubild um einen Winkel $\Delta\Phi$ gegen den Uhrzeigersinn gedreht. In Abb. 1.14(d) ist das Streubild für die umgekehrte Stromrichtung gezeigt. Das Streubild ist um den gleichen Winkel, jedoch im Uhrzeigersinn, gedreht.

In Abb. 1.14(e) ist die Differenz der in den Abbildungen 1.14(c) und (d) gezeigten Messungen dargestellt. Es kann eine Rotation im Uhrzeigersinn bzw. gegen den Uhrzeigersinn beobachtet werden. Um auszuschließen, dass der beobachtete Effekt durch Heizeffekte hervorgerufen wird, wurden Messungen mit unterschiedlichen Richtungen des Temperaturgradienten, des Stroms und des Magnetfeldes vorgenommen.

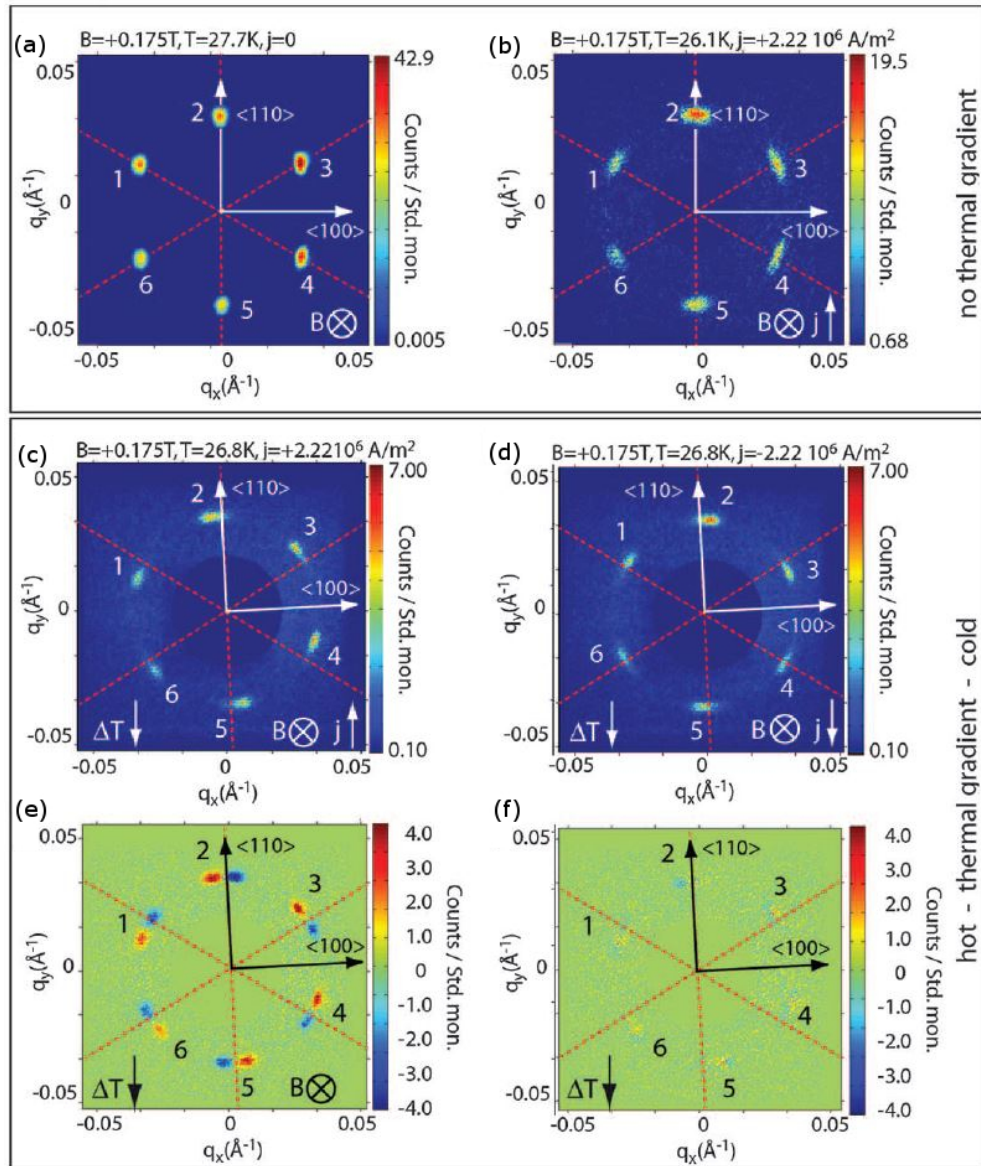


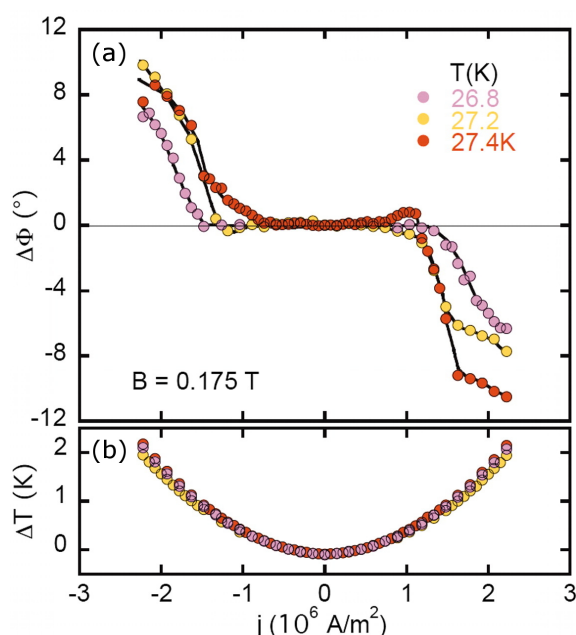
Abb. 1.14: Streubilder von MnSi. (a), (b) Messung mit und ohne DC-Strom j jeweils ohne Temperaturgradienten entlang der Probe. (c) Drehung des Streubildes gegen den Uhrzeigersinn durch den angelegten Strom bei nach unten zeigendem Temperaturgradienten entlang der Probe. (d) Umkehr der Rotationsrichtung durch Umkehr der Stromrichtung. (e) Die Differenz zwischen den Streubildern in (c) und (d) zeigt eine Rotation gegen den Uhrzeigersinn bzw. im Uhrzeigersinn. (f) Durch Umkehr von Strom- und Feldrichtung ergibt sich effektiv keine Rotation des Streubildes. Abbildung aus [25].

Hierbei zeigte sich, dass der Drehsinn des Streubildes antisymmetrisch unter Richtungsänderungen des Stroms, des Magnetfeldes oder des Temperaturgradienten ist. In Abb. 1.14(f) ist das Differenzbild für eine Messung, bei der sowohl Strom- als auch

Feldrichtung umgedreht waren, gezeigt. Die Rotationen des Streubildes kompensieren sich, sodass keine Differenz beobachtet werden kann.

Zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromdichte wurden Streubilder bei unterschiedlichen Stromdichten und Temperaturen aufgenommen und jeweils der Rotationswinkel $\Delta\Phi$ im Vergleich zur Nullstrommessung bestimmt. In Abb. 1.15(a) sind die Rotationswinkel $\Delta\Phi$ in Abhängigkeit der angelegten Stromdichte j für verschiedene Temperaturen gezeigt. Die kritische Stromdichte j_c wird an dem Punkt bestimmt, an dem $\Delta\Phi$ von der Nulllinie abzuweichen beginnt. Für die kritische Stromdichte ergeben sich Werte in der Größenordnung von 1 MA m^{-2} . Oberhalb der kritischen Stromdichte nimmt $\Delta\Phi$ kontinuierlich mit j zu.

Abb. 1.15: (a) Rotationswinkel $\Delta\Phi$ bei unterschiedlichen Temperaturen in Abhängigkeit der Stromdichte j . (b) Temperaturdifferenz ΔT zwischen Probenhalter und Probenoberfläche in Abhängigkeit der Stromdichte j . Abbildung aus [25].



Der Stromfluss durch die Probe verursacht Heizeffekte durch joulesche Wärme. In Abb. 1.15(b) sind die Temperaturdifferenzen ΔT zwischen Probenoberfläche und Probenhalter in Abhängigkeit der Stromdichte j gezeigt. Während der einzelnen Messreihen wurde die Temperatur an der Probenoberfläche konstant gehalten. Die Temperaturdifferenz ist proportional zu j^2 und symmetrisch um $j = 0$. Der Anstieg von etwa $\Delta T \approx 2 \text{ K}$ lässt den Schluss zu, dass die Probenoberfläche während des Experiments wohldefiniert war.

1.4 Einfluss von hydrostatischem Druck auf MnSi

Der Einfluss von hydrostatischem Druck auf MnSi wurde sowohl in theoretischen als auch in experimentellen Arbeiten untersucht [94, 123]. Aus Messungen

des Widerstands [43, 124–126], der AC-Suszeptibilität [127] und der Magnetisierung [35, 128, 129] lässt sich schließen, dass die Übergangstemperatur mit zunehmendem Druck kontinuierlich abnimmt und etwa bei $p_c \approx 14.6$ kbar verschwindet. Messungen mit Neutronenstreuung [21, 130, 131], NMR [132] und μ SR [133] weisen darauf hin, dass sich für $p > p^* \approx 12$ kbar eine Phasenseparation der magnetischen Ordnung ergibt und ein abnehmender Volumenanteil der helimagnetischen Ordnung der aus Widerstand und AC-Suszeptibilität bestimmten Abhängigkeit der Übergangstemperatur $T_c(p)$ folgt. In diesem Zusammenhang wird partielle magnetische Ordnung auf Zeitskalen zwischen 10^{-10} s und 10^{-11} s als mögliches Szenario vorgeschlagen [21, 133].

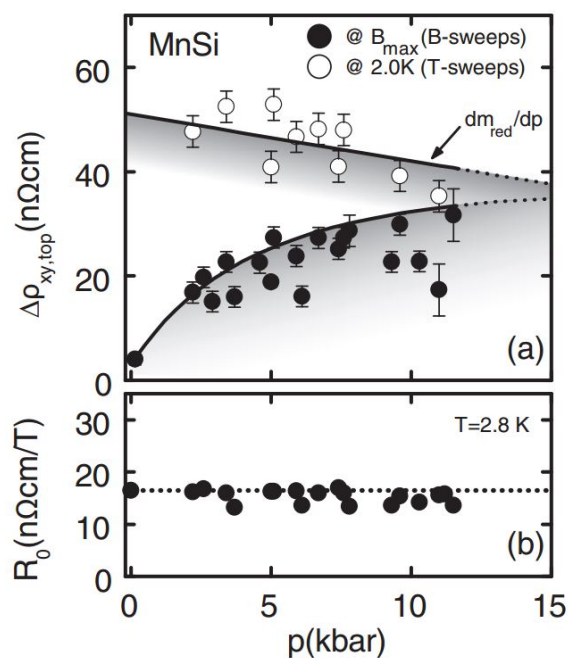
Oberhalb des kritischen Drucks p_c ändert sich das Fermiflüssigkeitsverhalten (FL) von einer T^2 -Abhängigkeit des Widerstands in Nicht-Fermiflüssigkeitsverhalten (NFL) mit einer $T^{3/2}$ -Abhängigkeit. Der außerordentlich große NFL-Bereich [20, 43] und die fehlende Probenabhängigkeit des $T^{3/2}$ -Koeffizienten stehen in Kontrast zur exzellenten quantitativen Beschreibung von MnSi als itineranter Magnet [134]. Die Ursache des NFL-Verhaltens könnte ein intrinsischer Mechanismus sein, der Unordnungs- und Spinglas-Effekte imitiert. Mehrere theoretische Studien [54, 135, 136] haben wiederum eine Ausbreitung der topologischen Spinstrukturen als Ursache der partiellen Ordnung mit einer möglichen Verbindung zum Widerstand im NFL-Bereich [137] ergründet.

Ritz *et al.* haben in zwei Studien das Verhalten von MnSi sowohl unterhalb [22] als auch oberhalb [86] des kritischen Druck p_c detailliert untersucht. Unterhalb des kritischen Drucks bleibt das Phasendiagramm mit zunehmendem Druck im Vergleich zu Raumdruck qualitativ ähnlich. Die helimagnetische Übergangstemperatur verschiebt sich mit zunehmendem Druck kontinuierlich zu tieferen Werten. In der SkX-Phase kann ein reversibler Bereich sowohl nach Feldkühlung als auch nach Nullfeldkühlung beobachtet werden. Weiterhin beobachtet man nach Feldkühlung einen metastabilen Bereich bis zu tiefsten Temperaturen.

In den Experimenten kann in Abhängigkeit des Drucks ein topologischer Beitrag zum Hall-Effekt, gezeigt in Abb. 1.16(a), beobachtet werden. Mit zunehmendem Druck steigt das im reversiblen Bereich knapp unterhalb der Übergangstemperatur T_c beobachtete topologische Hall-Signal (volle Symbole) auf rund $40 \text{ n}\Omega\text{cm}$ an. Im metastabilen Bereich (offene Symbole) beobachtet man bei tiefen Temperaturen einen topologischen Hall-Effekt von bis zu $50 \text{ n}\Omega\text{cm}$. Gleichzeitig kann, wie in Abb. 1.16(b) gezeigt, keine Abhängigkeit der normalen Hall-Konstanten vom Druck beobachtet werden. Diese großen Beiträge zum topologischen Hall-Effekt bei tiefen Temperaturen können durch den topologischen Hall-Effekt des Skyrmionengitters erklärt werden.

Das Auftreten von topologischen Hall-Signalen in MnSi bei Umgebungsdruck [65], die etwa eine Größenordnung kleiner sind als die unter Druck beobachteten Signale, kann durch Effekte endlicher Temperaturen erklärt werden [22]. Die Größe des topologischen Hall-Effekts hängt von der Polarisierung und diese wiederum von einer bestimmten Mittelung über alle Fermioberflächen ab (vgl. Abschnitt 1.2.3). Aus Bandstrukturrechnungen folgt, dass sich die Fermioberflächen bei kleinen Werten

Abb. 1.16: Druckabhängigkeit des Hall-Widerstands in MnSi. (a) Topologischer Beitrag zum Hall-Effekt im metastabilen Bereich bei $T = 2$ K (offene Symbole) und im reversiblen Bereich knapp unterhalb von T_c (volle Symbole). (b) Normale Hall-Konstante. Abbildung aus [22].



der Magnetisierung stark ändern können. Zudem können die Streuprozesse bei sehr tiefen und höheren Temperaturen unterschiedlich sein. Dies kann über die Mittelwerte der Fermioberflächen die Polarisation und damit den topologischen Hall-Effekt beeinflussen. Weiterhin kann die schwache Austauschwechselwirkung verhindern, dass die Elektronen der lokalen Magnetisierung folgen können. Möglicherweise bricht zudem die adiabatische Näherung zusammen. Durch die ähnliche Größe der Austauschwechselwirkung und der Spin-Bahn-Wechselwirkung können zusätzlich Effekte mit Berry-Phasen aus gemischtem Phasenraum entstehen. Bei der Temperaturkorrektur des topologischen Hall-Effekts in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (vgl. Abschnitt 1.5.2) werden diese Faktoren berücksichtigt.

Die Untersuchung des NFL-Verhaltens in MnSi von Ritz *et al.* [86] kann mit dem in Abb. 1.17 gezeigten Temperatur-Druck-Phasendiagramm zusammengefasst werden. Es werden darin ein FL- und ein NFL-Bereich sowie ein paramagnetisches Regime beobachtet. Weiterhin sind die zuvor beschriebenen Bereiche partieller Ordnung (PO) sowie von Phasenseparation (PS) markiert.

Oberhalb eines Drucks $p^* \approx 12$ kbar beobachtet man von hohen Temperaturen kommend bei etwa $T^* \approx 12$ K einen Übergangsbereich zu einem stabilen NFL-Verhalten bei tiefen Temperaturen. Bei p_c tritt ein plötzlicher Wechsel von FL- zu NFL-Verhalten auf. Für $p > p_c$ kehrt das FL-Verhalten oberhalb eines charakteristischen Magnetfeldes, das mit dem metamagnetischen Übergangsfeld übereinstimmt, zurück.

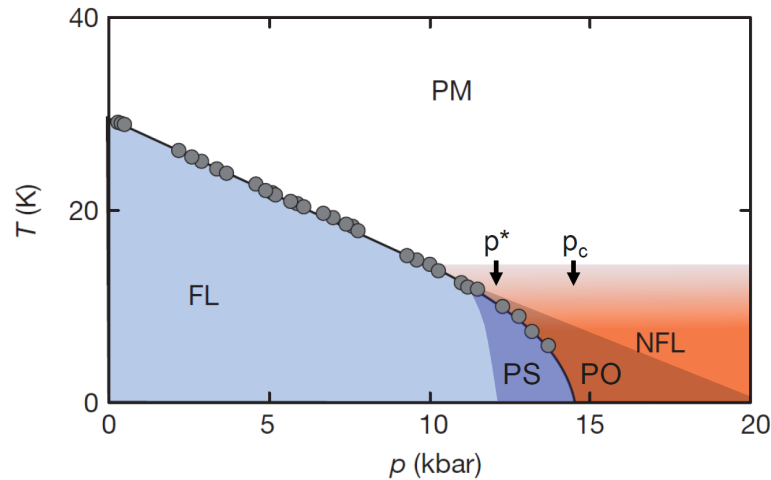


Abb. 1.17: Temperatur-Druck-Phasendiagramm von MnSi mit paramagnetischem Regime (PM), FL- und NFL-Bereich sowie Bereichen von Phasenseparation (PS) und partieller Ordnung (PO). Abbildung aus [138], angepasst aus [86].

1.5 Einfluss von Eisendotierung auf MnSi

Bei der Dotierung von MnSi mit Eisen werden Mangan-Gitterplätze mit Eisenatomen besetzt. Die Übergangstemperatur T_c von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ nimmt, wie in Abb. 1.18(a) gezeigt, mit steigender Eisenkonzentration kontinuierlich ab [59, 139]. In Abb. 1.18(b) ist der Längswiderstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ für Eisenkonzentrationen zwischen $x = 0$ und $x = 22\%$ gezeigt. Der Restwiderstand bei tiefen Temperaturen ρ_0 steigt mit zunehmender Eisenkonzentration, wegen der zunehmenden Zahl an Störstellen, an [140–142].

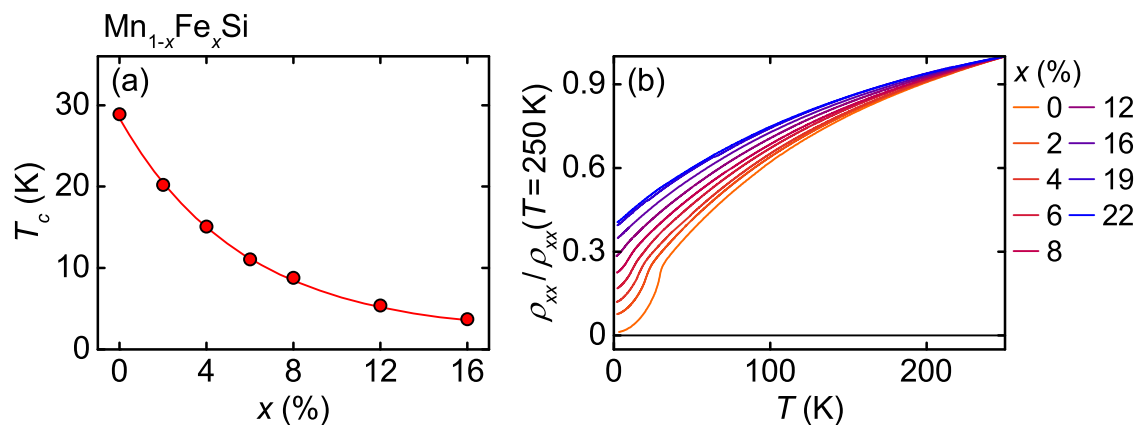


Abb. 1.18: Einfluss von Eisendotierung auf $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. (a) Übergangstemperatur T_c in Abhängigkeit der Eisenkonzentration x . (b) Längswiderstand in Abhängigkeit der Temperatur normiert auf seinen Wert bei $T = 250\text{ K}$. Die Linie dient der Führung des Auges. Mit Daten aus [140].

1.5.1 Magnetische Phasendiagramme von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

In Abb. 1.19 sind magnetische Phasendiagramme der im Rahmen dieser Dissertation untersuchten $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Proben gezeigt. Die Phasengrenzen, wie auch die Übergangstemperatur, verschieben sich mit zunehmender Eisenkonzentration zu tieferen Temperaturen. Die Form der einzelnen Phasen bleibt jedoch ähnlich zu MnSi (vgl. Abb. 1.2). Qualitative Veränderungen treten erst für Eisenkonzentrationen oberhalb von etwa $0.5 \cdot x_c \approx 9.5\%$ auf [72, 92, 95, 139, 143]. Die Feldskalen verändern sich unter Eisendotierung schwach, während die Helixlänge (vgl. Tabelle 1.2) mit zunehmender Eisendotierung von etwa $\lambda_{\text{SkX}} \approx 180 \text{ \AA}$ in MnSi auf etwa $\lambda_{\text{SkX}} \approx 105 \text{ \AA}$ in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) [92] abnimmt. Diese Abnahme ist somit deutlich ausgeprägter als in MnSi unter Druck [144].

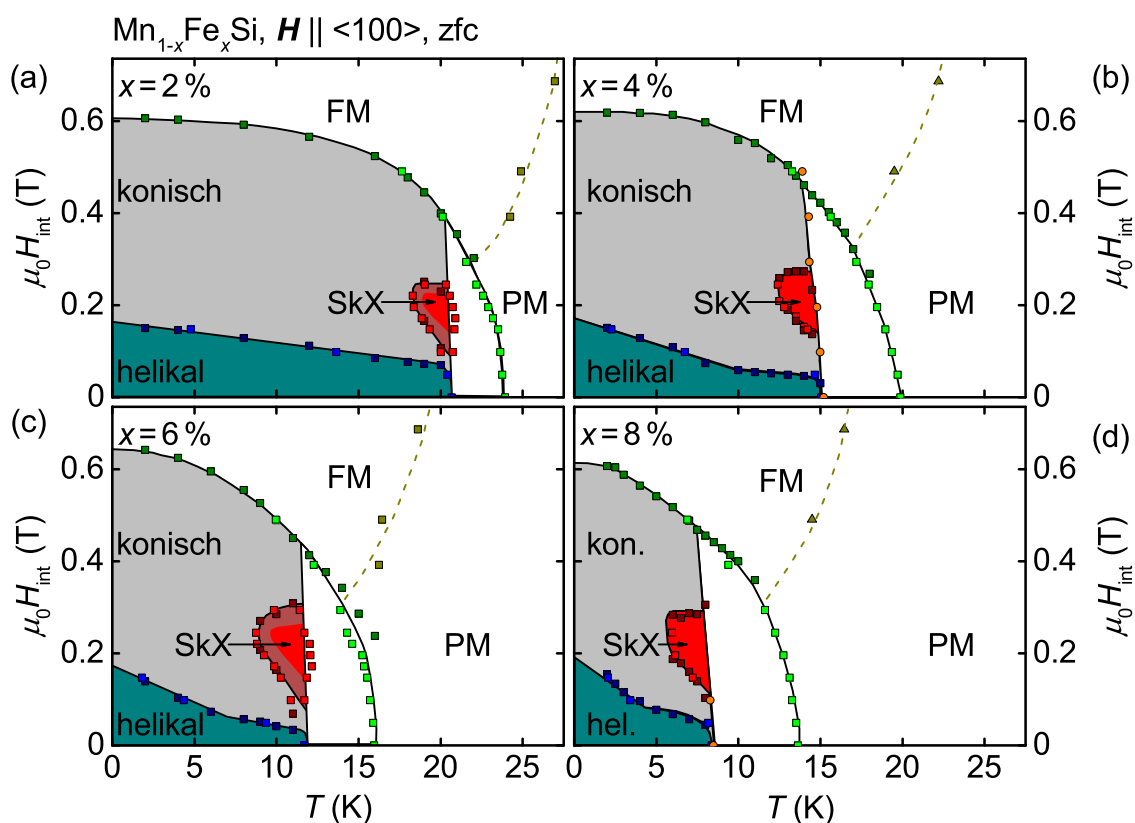


Abb. 1.19: Magnetische Phasendiagramme von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ für Eisenkonzentrationen zwischen $x = 2\%$ und 8% . Die Phasendiagramme sind im Vergleich zu MnSi qualitativ ähnlich, jedoch zu tieferen Temperaturen verschoben. Die Linien dienen der Führung des Auges. Mit Daten aus [95].

Betrachtet man die ferromagnetische Austauschwechselwirkung, stimmt die Unterdrückung des Ferromagnetismus in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ durch Eisendotierung gut mit den Vorhersagen der Spin-Fluktuationstheorie überein. Die aus Arrott-Diagrammen bei hohen Magnetfeldern bzw. aus Curie-Diagrammen bei hohen Temperaturen bestimmte ferromagnetische Übergangstemperatur und das bei $T \rightarrow 0$ geordnete Moment $m_{s,0}$

Material	Helixlänge λ_{skX} (Å)
MnSi	180
Mn _{1-x} Fe _x Si ($x = 4\%$)	125
Mn _{1-x} Fe _x Si ($x = 8\%$)	105
Mn _{1-x} Fe _x Si ($x = 12\%$)	88

Tabelle 1.2: Helixlängen von Mn_{1-x}Fe_xSi für Eisenkonzentrationen zwischen $x = 0$ und $x = 12\%$. Daten aus [92, 95].

nehmen kontinuierlich mit steigender Eisenkonzentration ab [134, 139]. Dieses Verhalten steht in Kontrast zur Druckabhängigkeit von $m_{s,0}$ [124, 128, 129] und legt die Vermutung nahe, dass ein ferromagnetischer quantenkritischer Punkt als Funktion der Eisendotierung existiert. Der vermeintliche quantenkritische Punkt bei $x_c \approx 19\%$ ist durch den Einfluss kleinerer Energieskalen und einer Reihe von Quantenphasenübergängen maskiert [139]. In einer kürzlich durchgeführten Neutronenstreustudie wird dies als chirale Kritikalität bezeichnet [59].

1.5.2 Elektrische Transporteigenschaften von Mn_{1-x}Fe_xSi

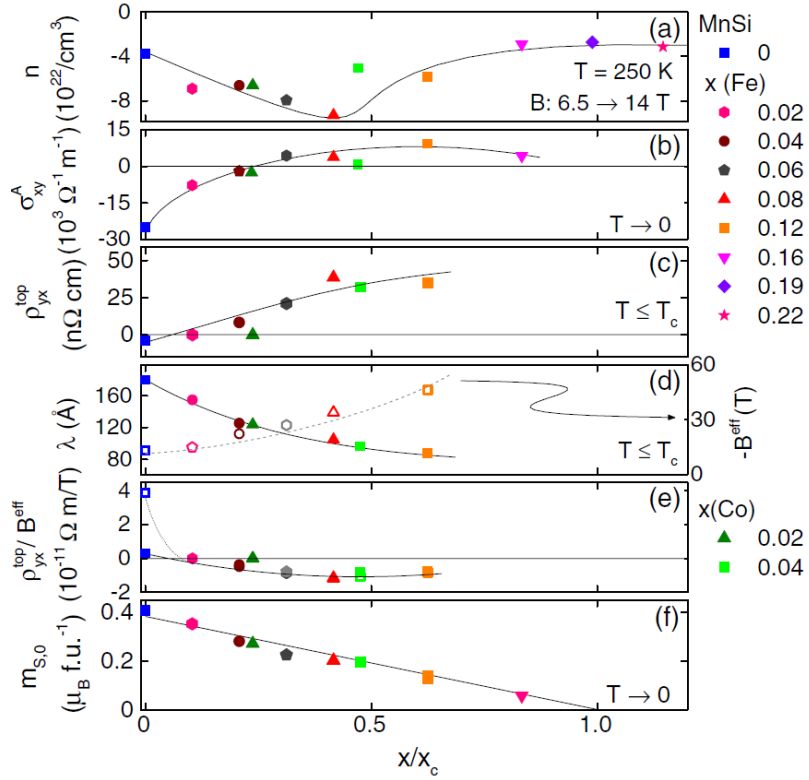
Die Entwicklung der elektrischen Transporteigenschaften von Mn_{1-x}Fe_xSi in Abhängigkeit der Eisenkonzentration x wurde von Franz *et al.* experimentell untersucht und mittels ab initio Bandstrukturechnungen gedeutet [96].

Der Hall-Effekt von Mn_{1-x}Fe_xSi setzt sich aus normalen, anomalen sowie topologischen Beiträgen zusammen (vgl. Abschnitt 1.2). In Abb. 1.20 sind die Hauptergebnisse von Franz *et al.* in Bezug auf die verschiedenen Beiträge des Hall-Effekts zusammengefasst.

Wie in Abb. 1.20(a) gezeigt, ist die Ladungsträgerkonzentration n nur an der Stelle $x/x_c = 0.5$ leicht um einen Faktor 2 reduziert. Daraus lässt sich schließen, dass sich die elektronische Struktur unter Eisendotierung nicht maßgeblich ändert. Der normale Hall-Effekt kann bei tiefen Temperaturen nicht näher untersucht werden, da der anomale und topologische Hall-Effekt dort groß sind.

Zur Untersuchung des anomalen Hall-Effekts, gezeigt in Abb. 1.20(b), haben Franz *et al.* die Hall-Leitfähigkeit $\sigma_{xy} = \rho_{yx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ analysiert und den anomalen Beitrag σ_{xy}^A durch Extrapolation vom feldpolarisierten Zustand zu $H = 0$ bestimmt. Das auf diese Weise bestimmte σ_{xy}^A wächst von einem großen negativen Wert bei $x = 0$ an, wechselt zwischen $x = 0.04$ und $x = 0.06$ sein Vorzeichen und nähert sich für große Eisenkonzentrationen kleinen positiven Werten an.

Abb. 1.20: Hauptcharakteristika, welche die Entwicklung der Beiträge zum Hall-Effekt in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ und $\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ beschreiben, in Abhängigkeit der normierten Konzentration x/x_c . Abbildung aus [96].



In Abb. 1.20(c) ist der von Franz *et al.* in der Mitte der SkX-Phase bestimmte topologische Beitrag zum Hall-Effekt ρ_{yx}^{top} gezeigt. Mit zunehmender Eisenkonzentration wechselt ρ_{yx}^{top} zwischen $x = 0$ und $x = 0.02$ sein Vorzeichen und wächst für weiter steigende Eisenkonzentrationen um bis zu einen Faktor 10 an. Der starke Anstieg des topologischen Hall-Effekts hängt unter anderem mit einer Reduktion der helikalen Wellenlänge λ zusammen. Wie in Abb. 1.20(d) gezeigt, nimmt λ durch die Eisendotierung auf etwa die Hälfte ab. Dadurch erhöhen sich die effektiven Magnetfelder $B^{\text{eff}} \propto 1/\lambda^2$ im interessanten Bereich durch die Abnahme der Fläche pro emergentem Flussquant um ungefähr einen Faktor 4 von etwa $B^{\text{eff}} \approx -13$ T auf etwa -60 T.

Abbildung 1.20(e) zeigt das Verhältnis $\rho_{yx}^{\text{top}}/B^{\text{eff}}$ für gemessene (geschlossene Symbole) und temperaturkorrigierte Daten (offene Symbole). Die gemessenen Daten wurden um Effekte endlicher Temperaturen (vgl. Beschreibung von Abb. 1.22) korrigiert, da sich die SkX-Phase mit wachsender Eisenkonzentration bei zunehmend kleineren Temperaturen bildet. Das in Abb. 1.20(f) gezeigte geordnete Moment $m_{s,0}$ nimmt mit wachsender Eisenkonzentration zunehmend ab.

In Abb. 1.21 sind der anomale Beitrag zur Hall-Leitfähigkeit σ_{xy}^A sowie die topologische Hall-Konstante $R_{yx} = \rho_{yx}^{\text{top}}/B^{\text{eff}}$ als Funktion des gesättigten Moments $m_{s,0}$ wie experimentell beobachtet und wie mittels Bandstrukturrechnungen bestimmt gezeigt. Geschlossene Symbole zeigen den topologischen Hall-Effekt bei endlichen Tempera-

turen und offene Symbole die temperaturkorrigierten Daten (vgl. Beschreibung von Abb. 1.22).

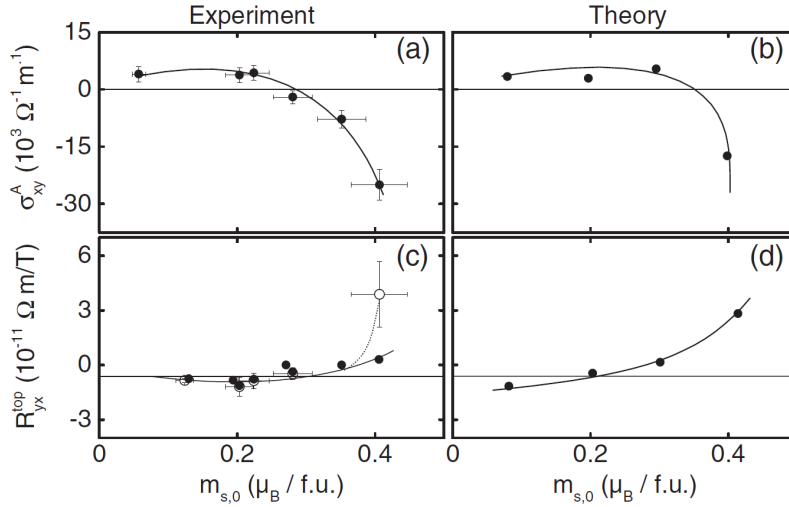


Abb. 1.21: Anomales und topologisches Hall-Signal als Funktion des geordneten Moments experimentell und mittels Bandstrukturrechnungen bestimmt. Abbildung aus [96].

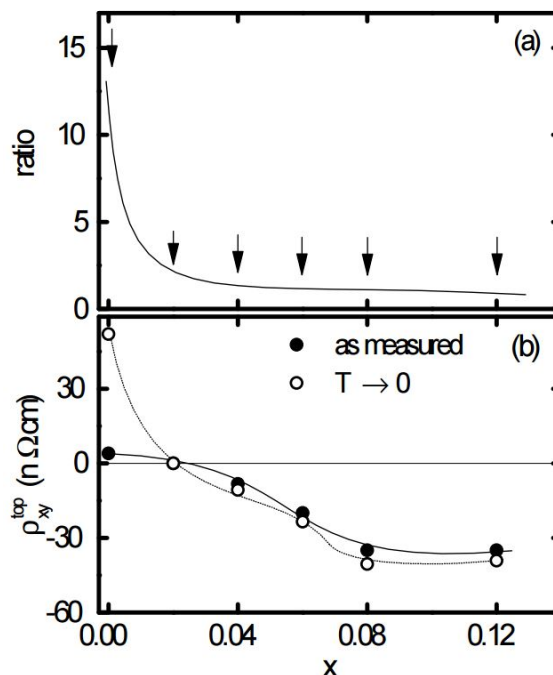
Zur Berechnung der in Abb. 1.21(b) gezeigten anomalen Hall-Leitfähigkeit wurden intrinsische Beiträge durch Auswertung der Berry-Krümmung bestimmt. Beiträge des „skew scattering“ (vgl. Abschnitt 1.2.2) wurden vernachlässigt, da diese in Ferromagneten außerhalb des sauberen Regimes, wie es in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ der Fall ist, unterdrückt sind. Eine Abschätzung der „side jump“-Beiträge (vgl. Abschnitt 1.2.2) hat ergeben, dass diese nicht mehr als 10% der intrinsischen Beiträge ausmachen [145]. Die berechneten Werte der anomalen Hall-Leitfähigkeit stimmen in Bezug auf die Größe, den Vorzeichenwechsel und die Reduktion der Signalgröße unter Eisendotierung sehr gut mit den experimentellen Werten, gezeigt in Abb. 1.21(a), überein. Trotz der Unordnung durch die Eisendotierung kann der anomale Hall-Effekt in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ im Wesentlichen durch intrinsische Beiträge beschrieben werden.

Die in Abb. 1.21(d) gezeigten Werte für die topologische Hall-Konstante R_{yx}^{top} wurden im Rahmen der Boltzmann-Theorie mit einer Näherung für konstante Relaxationszeiten berechnet. Der experimentell beobachtete topologische Hall-Effekt wird durch das Auftreten einer Lorentzkraft aufgrund von effektiven Magnetfeldern (vgl. Abschnitt 1.2.3) erklärt. Die berechneten Werte für die topologische Hall-Konstante wurden als Differenz des normalen Hall-Effekts für Spin-Up und Spin-Down Elektronen unter einem effektiven Magnetfeld bestimmt. Sie zeigen einen Vorzeichenwechsel und eine deutliche Abnahme der Größe. Weiterhin stimmen sie gut mit den experimentell bestimmten Werten, gezeigt in Abb. 1.21(c), überein.

Die im Kontext mit den druckabhängigen Experimenten besprochenen Effekte endlicher Temperaturen auf die Größe des topologischen Hall-Effekts (vgl. Abschnitt 1.4) konnten Franz *et al.* mit den in Abb. 1.22(a) gezeigten Faktoren korrigieren. Die Korrektur ist lediglich für MnSi groß und bei den eisendotierten Proben kaum wahrnehmbar. Abbildung 1.22(b) zeigt mit geschlossenen Symbolen die gemessene

nen und mit offenen Symbolen die temperaturkorrigierten Werte des topologischen Hall-Effekts in Abhängigkeit der Eisenkonzentration.

Abb. 1.22: Topologischer Beitrag zum Hall-Effekt in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. (a) Faktor zur Korrektur von Effekten endlicher Temperaturen in Abhängigkeit der Eisenkonzentration. (b) Topologischer Beitrag zum Hall-Effekt in Abhängigkeit der Eisenkonzentration. Wie gemessen (volle Symbole) und temperaturkorrigiert für $T \rightarrow 0$ (offene Symbole). Abbildung aus [96].



Für die Bestimmung der Korrekturfaktoren wurde das topologische Signal druckabhängiger Messungen (vgl. Abschnitt 1.4) im reversiblen Bereich knapp unterhalb der Übergangstemperatur T_c mit dem topologischen Signal bei $T = 2\text{ K}$ im metastabilen Bereich verglichen [22]. Hierbei wurde angenommen, dass der topologische Hall-Effekt bei $T = 2\text{ K}$ im metastabilen Bereich keine Effekte endlicher Temperaturen zeigt. Zur Zuordnung von Eisendotierung zu hydrostatischem Druck wurden die beobachteten Übergangstemperaturen verglichen.

1.5.3 Evolution der helikalen Ordnung unter Eisendotierung

Zur Untersuchung, wie sich die helikale Ordnung in MnSi unter Eisendotierung entwickelt, haben Kindervater *et al.* Neutronenstreuexperimente an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$ und 0.10) durchgeführt [95].

Abbildung 1.23 fasst die Messungen zur Untersuchung der helikalen Propagationsvektoren durch Kugeln im reziproken Raum mit dem Radius des helikalen Wellenvektors zusammen. Für MnSi und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0.02$) beobachtet man scharfe Maxima entlang der $\langle 111 \rangle$ -Richtungen. Das Auftreten dieser Maxima in MnSi stimmt sehr gut mit früheren Studien [18, 38, 41, 76, 146] überein und bestätigt die ausgeprägten leichten Achsen parallel zu $\langle 111 \rangle$ -Richtungen.

In $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0.04$) beobachtet man schlierenhafte Intensität, welche die Maxima entlang der $\langle 111 \rangle$ -Richtungen verbindet. Durch weiteres Erhöhen der

Eisendotierung beobachtet man in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0.06$) breite Intensitätsmaxima entlang der $\langle 110 \rangle$ -Richtungen und keine Intensität entlang der $\langle 111 \rangle$ -Richtungen. In $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0.08$) ist die Intensitätsverteilung qualitativ ähnlich zu $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0.04$). Die Schlieren sind jedoch weniger stark ausgeprägt. Die Intensitätsverteilung von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0.10$) erinnert an die von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0.06$).

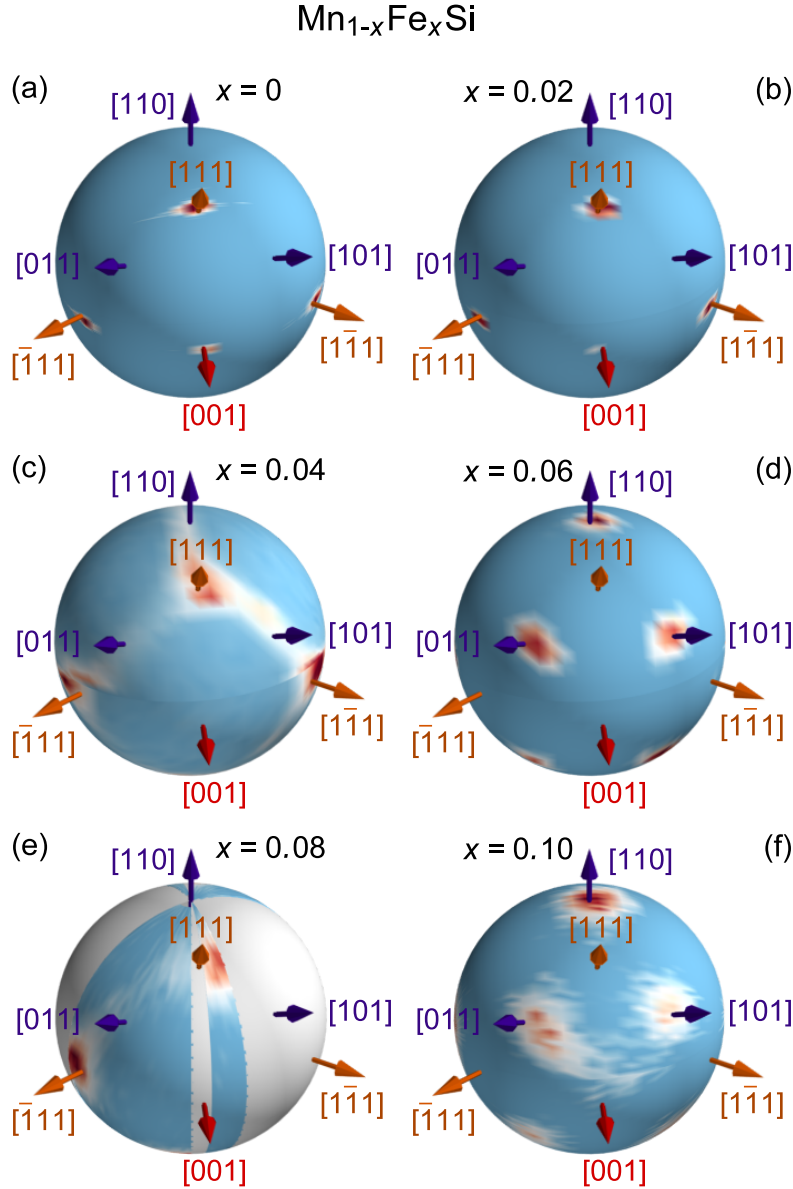


Abb. 1.23: Intensitätsverteilung der Neutronenstreuung im Nullfeld auf Kugeln im reziproken Raum für MnSi und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ bis zu $x = 0.10$. Jede Kugel ist aus Neutronenstreubildern, aufgenommen bei verschiedenen Richtungen des einfallenden Neutronenstrahls, konstruiert. Der Radius jeder Kugel entspricht dem jeweiligen helikalen Wellenvektor. Abbildung aus [95].

Zur Erklärung der beobachteten Intensitätsverteilungen werden die kristallinen Anisotropien in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ betrachtet. Für MnSi lässt sich ein effektives Potential

$$\nu_{\text{helix}} = \epsilon_T^{(1)} \left(\hat{Q}_x^4 + \hat{Q}_y^4 + \hat{Q}_z^4 \right) + \epsilon_T^{(2)} \left(\hat{Q}_x^2 \hat{Q}_y^4 + \hat{Q}_y^2 \hat{Q}_z^4 + \hat{Q}_z^2 \hat{Q}_x^4 \right) + \dots \quad (1.24)$$

für die Orientierung des Vektors \hat{Q} aufstellen [53]. Da die Größe von $Q = D/J$ proportional zum Spin-Bahn-Kopplungsparameter λ_{SO} ist, skaliert der erste Term mit λ_{SO}^4 und der zweite Term mit λ_{SO}^6 . Folglich dominiert grundsätzlich der erste Term $\epsilon_T^{(1)}$ und bestimmt die Ausrichtung der Helix. Während für $\epsilon_T^{(1)} < 0$, wie in Cu_2OSeO_3 , leichte Achsen parallel zu $\langle 100 \rangle$ bevorzugt werden, werden für $\epsilon_T^{(1)} > 0$, wie in MnSi, leichte Achsen parallel zu $\langle 111 \rangle$ bevorzugt.

Der Term $\epsilon_T^{(1)}$ der niedrigsten Ordnung besitzt eine C_4 -Rotationssymmetrie um die kubischen Achsen, die in der tetraedrischen Punktgruppe T der Kristallstruktur nicht vorhanden ist. Diese Symmetrie ist explizit bis zu C_2 in der nächsten Ordnung durch den zweiten Term $\epsilon_T^{(2)}$ gebrochen. $\epsilon_T^{(2)}$ ist daher für eine korrekte Beschreibung der Orientierungsübergänge wichtig. Ist der erste Term $\epsilon_T^{(1)}$ sehr schwach oder verschwindet, kann der zweite Term $\epsilon_T^{(2)}$ die Ausrichtung der Helix bestimmen. Es werden für $\epsilon_T^{(2)} > 0$ leichte $\langle 100 \rangle$ -Achsen oder für $\epsilon_T^{(2)} < 0$ leichte Achsen nahe zu $\langle 110 \rangle$ bevorzugt.

In Abb. 1.24 sind die Eigenschaften des Potentials ν_{helix} mit $\epsilon_T^{(1)} = \epsilon \sin \alpha$ und $\epsilon_T^{(2)} = -\epsilon \cos \alpha$ für verschiedene Werte des Parameters α und positive Werte des Parameters ϵ gezeigt. Die Abbildungen 1.24(a) bzw. (b) zeigen das Potential für die Ausrichtungen $\hat{Q} = (\sin \phi, \cos \phi, 0)$ als Funktion von ϕ bzw. $\hat{Q} = (\sin \theta / \sqrt{2}, \sin \theta / \sqrt{2}, \cos \theta)$ als Funktion von θ .

Für diese Parameter weist das Potential Maxima entlang der kubischen $\langle 100 \rangle$ -Richtungen und Minima entlang der $\langle 111 \rangle$ -Richtungen auf. Letztere sind globale Minima für $\pi/2 \geq \alpha > \alpha_{\text{cr}} \approx 0.18$. Für $\alpha = \pi/2$ sind die $\langle 110 \rangle$ -Achsen lediglich Sattelpunkte. Wird der erste Term $\epsilon_T^{(1)}$ klein genug, was mit $0 \leq \alpha < \alpha^* \approx 0.26$ korrespondiert, entsteht ein zweiter Satz Minima nahe zu $\langle 110 \rangle$, die das globale Minimum bei einem Phasenübergang erster Ordnung als Funktion von α bei α_{cr} werden. Die Position dieser neuen Minima ist nicht genau, aber nahe bei $\langle 110 \rangle$. Für den Grenzfall $\alpha = 0$ verschieben sie sich in Richtung $[1\sqrt{2}0]$ und Richtungen, die in Bezug auf die tetraedrische Punktgruppe der Kristallstruktur äquivalent sind.

Aus diesen Überlegungen kann gefolgert werden, dass in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ für $x \leq 0.02$ $\alpha = \pi/2$ und damit $\epsilon_T^{(1)} \gg \epsilon_T^{(2)}$ gilt. Für $x = 0.04$ und $x = 0.08$ findet man $\alpha = \alpha^*$, während für $x = 0.06$ und $x = 0.10$ $\alpha < \alpha_{\text{cr}}$ gilt. Für diese Parameter berechnete Intensitätsverteilungen sind in den Abbildungen 1.24(c)-(f) gezeigt.

Diese sehr schwache und empfindliche Natur der Anisotropielandschaft in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ geht, wie auch Referenz [143] bestätigt, mit einer sehr schwachen Energieskala einher. Auch spiegelt sich diese schwache kristalline Anisotropie in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ in einer ausgeprägten Hysterese des helikalen Zustands nach dem Anlegen eines Magnetfeldes wider.

In MnSi sind Unterschiede in der Population der helikalen Domänen für verschiedene Feldhistorien und Feldrichtungen wohlverstanden und können kristallinen An-

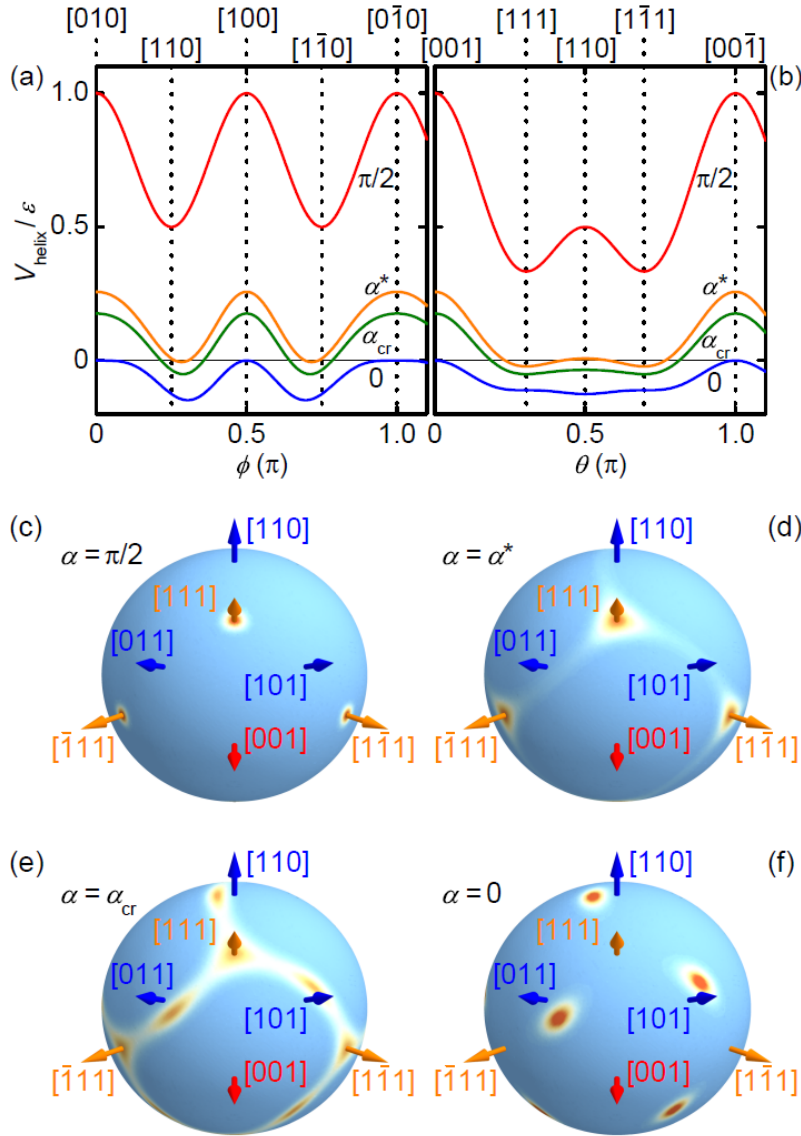
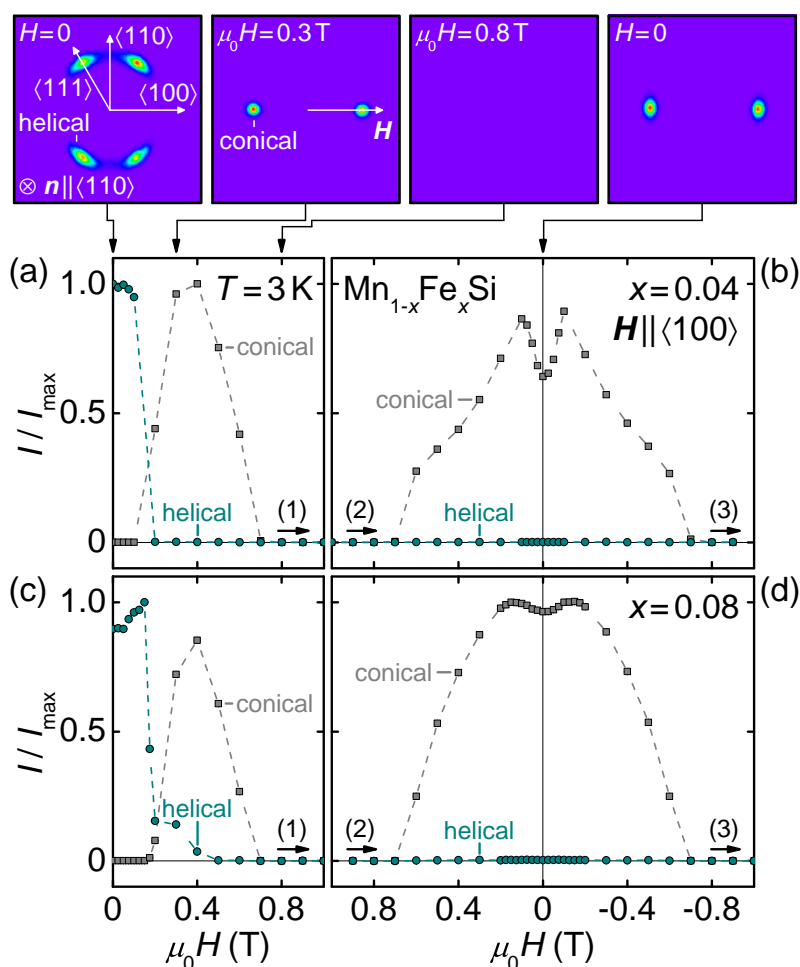


Abb. 1.24: Kristallines Potential ν_{helix} für verschiedene Stärken der kubischen Anisotropie. Der Parameter α ist durch $\epsilon_T^{(1)} = \epsilon \sin \alpha$ und $\epsilon_T^{(2)} = -\epsilon \cos \alpha$ mit der Energiedichte $\epsilon > 0$ definiert. (a) Potential der Orientierung $\hat{Q} = (\sin \phi, \cos \phi, 0)$ als Funktion des Winkels ϕ für charakteristische Werte von α . (b) Potential für $\hat{Q} = (\sin \theta/\sqrt{2}, \sin \theta/\sqrt{2}, \cos \theta)$ als Funktion des Winkels θ . (c)-(f) Boltzmann-Faktor bei endlichen Temperaturen auf der Einheitskugel für die Werte von α aus (a) und (b). Abbildung aus [95].

isotropien zugeordnet werden [53]. Messungen der Suszeptibilität an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ mit $x > 0.02$ [95] zeigen jedoch kein Merkmal, das mit einem Phasenübergang vom konischen in den helikalen Zustand verknüpft werden kann, nachdem Magnetfeld angelegt war. Diese Beobachtung kann durch die in Abb. 1.25 gezeigten, typischen Neutronenstreudaten für $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ mit $x = 0.04$ und $x = 0.08$ mikroskopisch untermauert werden. Suszeptibilitätsdaten lassen vermuten, dass das Verhalten generisch für $x > 0.02$ ist [95].

Nach Nullfeldkühlung beobachtet man, wie in den Abbildungen 1.25(a) und (c) dargestellt, einen helikalen Zustand mit gleichmäßig populierte Domänen. Das Erhöhen des Magnetfeldes führt zu einer Reorientierung der Propagationsvektoren und der Ausbildung eines konischen Zustands oberhalb des Übergangsfeldes H_{c1} . Weiteres Erhöhen des Magnetfeldes führt zu einem Schließen der Spinspiralen und letztendlich zur Ausbildung des feldpolarisierten Zustands oberhalb von H_{c2} ohne

Abb. 1.25: Kleinwinkelneutronenstreuung an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ als Funktion des Magnetfeldes. (a) Intensität der zum helikalen und konischen Zustand korrespondierenden Maxima nach Nullfeldkühlung für $x = 0.04$. Am oberen Rand sind die Streubilder gezeigt. (b) Intensität für abnehmendes Magnetfeld beginnend bei $\mu_0 H = +1 \text{ T}$. Nachdem der helikale Zustand einmal depopuliert gewesen ist, wird er nicht ohne das Aufwärmen über T_c wiedergewonnen. (c), (d) Die Intensität für $x = 0.08$ zeigt qualitativ das gleiche Verhalten. Abbildung aus [95].



Intensität bei endlichen Wellenvektoren. Beim Absenken des Magnetfeldes, gezeigt in den Abbildungen 1.25(b) und (d), bildet sich der konische Zustand ohne bemerkbare Hysterese bei H_{c2} . Nähert man sich $H = 0$, bleiben die Maxima der Intensität, wie es für die konische Phase typisch ist, entlang der Feldrichtung. Dies ist konsistent mit dem Fehlen eines Merkmals für einen Phasenübergang vom konischen in den helikalen Zustand in den Suszeptibilitätsdaten [95]. Es bildet sich um $H = 0$ ein schwaches Minimum der konischen Intensität, aber die Intensität taucht nicht an den helikalen Positionen auf.

Es kann zusammengefasst werden, dass nach dem Anlegen eines Magnetfeldes, zumindest auf den Zeitskalen, auf denen das Experiment sensitiv ist, kein langreichweitig geordneter helikaler Zustand mit Helices entlang der leichten Achsen, wie von den kubischen Anisotropien bevorzugt, wiedererlangt wird. Stattdessen bleibt ein (metastabiler) konischer Zustand. In $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ wird kristalline Unordnung intrinsisch durch die Dotierung mit Eisen hinzugefügt. Diese Unordnung kann lokale Pinningzentren für Helices und helikale Domänenwände bewirken. Als Folge dieses lokalen Pinnings reichen die schwachen kristallinen Anisotropien in diesen Systemen nicht mehr aus, um die helikale Ordnung global zu reorientieren.

1.6 Einfluss der Proben- bzw. Schichtdicke auf MnSi

Die (Schicht-)Dicke von MnSi hat signifikanten Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften. Hierbei ist jedoch zwischen dünnen MnSi-Volumenkristallen und epitaktischen MnSi-Schichten zu unterscheiden.

1.6.1 Dünne MnSi-Volumenkristalle

An dünnen MnSi-Volumenkristallen wird eine Reduktion der helimagnetischen Übergangstemperatur von rund $T_c \approx 30$ K in dickeren Proben auf etwa $T_c \approx 25$ K beobachtet [147]. Man beobachtet eine Skymionenphase, deren thermodynamische Stabilität durch die Reduktion der Probengröße erhöht ist [69, 70, 79]. In diesem Zusammenhang wird zudem diskutiert, dass der zunehmende Einfluss von Oberflächentermen bei dünnen Proben die Bildung einer Skymionenphase zusätzlich begünstigt [148].

1.6.2 Epitaktische MnSi-Schichten

Epitaktische Dünnschichten von $B20$ -Systemen wurden mittels Molekularstrahlepitaxie bislang von MnSi [147, 149–159], $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ [160] und $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Si}$ [161–163] hergestellt. FeGe-Dünnschichten wurden sowohl durch Molekularstrahlepitaxie als auch durch Magnetron-Sputtern [164] hergestellt. Für die Herstellung von MnSi-Nanostrukturen wurde auch chemische Gasphasenabscheidung erfolgreich eingesetzt [165–168].

In epitaktischen MnSi-Dünnschichten kann sich die Übergangstemperatur auf bis zu 80 K erhöhen [147]. Die Existenz einer Skymionenphase wird kontrovers diskutiert und ist Gegenstand aktueller wissenschaftlicher Untersuchungen [157]. In einer kombinierten LTEM- und Hall-Effekt-Studie [157] wurde keine Skymionenphase beobachtet. Das Auftreten eines topologischen Beitrags zum Hall-Effekt wird teilweise als eindeutige Signatur einer Skymionenphase verstanden [154, 169]. Der im Rahmen der kombinierten LTEM- und Hall-Effekt-Studie, bei der das Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche angelegt war, beobachtete scheinbare topologische Hall-Effekt wurde jedoch durch das als „skew scattering“ bezeichnete Auftreten unterschiedlicher Streuwahrscheinlichkeiten vom elektronischen Zustand \mathbf{k} in den Zustand \mathbf{k}' und umgekehrt (vgl. Abschnitt 1.2.2) in der konischen Phase erklärt.

Yokouchi *et al.* haben durch Verkippen des externen Magnetfeldes aus der Richtung senkrecht zur Probenoberfläche das magnetische Phasendiagramm von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Dünnschichten durch die kritische Unterdrückung des behaupteten Skymionen Zustands bestimmt [160]. Detaillierte magnetometrische Messungen mit dem externen Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche geben keine direkten Hinweise auf die Existenz

von Skyrmionen [151, 155]. Durch Vergleich mit Messungen an Volumenproben wird die Existenz einer konischen Phase diskutiert [170].

Bei Messungen der Magnetisierung mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenebene wurden die beobachteten Signaturen einem elliptisch gestörten Skyrmionengitter, sog. Skyrmionenzigarren, in der Ebene zugeordnet [152]. Eine spätere Publikation derselben Gruppe interpretiert die Signaturen als feldinduzierte diskrete Änderungen der Verkippung der helikoidalen Phase [153].

In Messungen des planaren Hall-Effekts mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenebene haben Yokouchi *et al.* die Existenz von Skyrmionen durch das Auftreten eines hysteretischen Signals und qualitativer Ähnlichkeiten mit Volumendaten begründet [158]. Die Ergebnisse von Yokouchi *et al.* werden im folgenden Abschnitt 1.7 genauer dargestellt.

In Messungen mittels polarisierter Neutronenreflektometrie, mit dem externen Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche, wurden hingegen konische Modulationen beobachtet [150]. Mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenebene wurden weiterhin helikale Modulationen beobachtet [152, 153]. In keinem dieser Experimente wurden Skyrmionen berichtet. Wiedemann *et al.* konnten durch eine kombinierte GISANS- und PNR-Studie die Existenz von Skyrmionen in dem von ihnen mit dem Magnetfeld sowohl senkrecht als auch parallel zur Probenebene untersuchten MnSi-Dünnsfilm ausschließen [170]. Stattdessen beobachteten sie eine einzelne Helix mit einem Propagationsvektor senkrecht zur Probenoberfläche. Die von ihnen in beiden Magnetfeldgeometrien beobachteten Phasendiagramme sind in Abb. 1.26 gezeigt. Für niedrige und hohe Magnetfelder in der Probenebene werden zwei Phasen helikaler Modulation beobachtet. Diese beiden Phasen sind durch einen ausgedehnten Phasenkoexistenzbereich getrennt. Mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenebene wird eine einzelne helikale Phase mit einem Propagationsvektor senkrecht zur Probenebene und erhöhtem kritischem Magnetfeld beobachtet.

Für die unterschiedliche Physik von dünnen MnSi-Volumenproben und epitaktischen MnSi-Dünnsfilmen ist vermutlich die Grenzschicht zwischen der MnSi-Schicht und dem Si-Substrat verantwortlich. Eine Studie mittels EXAFS hat gezeigt, dass die Einheitszelle in dicken epitaktischen MnSi-Dünnsfilmen, außer in der Nähe der Grenzschicht, im Wesentlichen der einer MnSi-Volumenprobe entspricht [171]. Der offensichtlichste Effekt durch diese Grenzschicht ist das Auftreten anisotroper Spannungen. Derartige Spannungen können die Energieterme, welche die Skyrmionenphase stabilisieren, beeinflussen. An einer MnSi/Si(111)-Grenzschicht beträgt die Verspannung in der Ebene etwa -3% [149, 151]. Dieser Wert kann als obere Grenze für zu große Verspannung, welche die physikalischen Eigenschaften verändert, betrachtet werden. Anisotrope Spannungen können die Skyrmionenphase allerdings auch stabilisieren, wenn sie in der richtigen Orientierung und Größe auftreten [172, 173].

Bei der Frage, wieso in mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellten MnSi-Dünnsfilmen keine Skyrmionen beobachtet werden, ist ungewiss, ob zusätzliche Energieterme

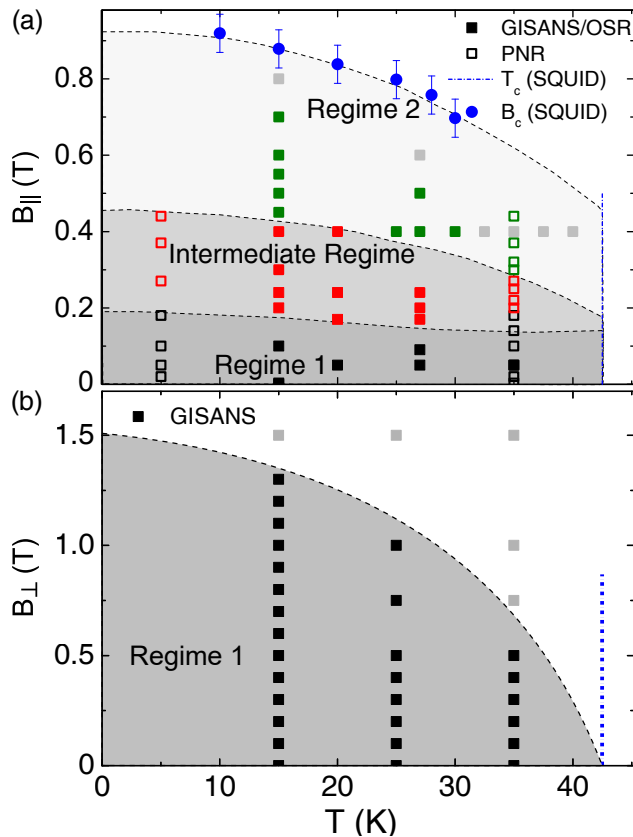


Abb. 1.26: Magnetische Phasendiagramme eines epitaxialen MnSi-Dünnsfilms der Dicke 55.3 nm. (a) Mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenebene beobachtet man zwei Regime mit jeweils einer einzelnen helikalen Modulation sowie einen Koexistenzbereich zwischen den beiden Regimen. (b) Mit dem externen Magnetfeld senkrecht zur Probenebene beobachtet man ein Regime mit einer einzelnen helikalen Modulation. Abbildung aus [170].

eine Rolle spielen. Da die Oberfläche durch die geringe Filmdicke relativ gesehen größeren Einfluss als in Volumenproben hat, könnten Oberflächenterme signifikanten Einfluss haben. Banerjee *et al.* haben vorgeschlagen, die gebrochene Oberflächen-Inversionssymmetrie und Rashba Spin-Bahn-Kopplung, die zu chiralem Austausch führen, in Betracht zu ziehen [174]. Zudem haben Rybakov *et al.* den neuen, an Grenz- und Oberflächen von chiralen Magneten existierenden, „chiral bobber“ genannten Zustand vorgeschlagen [175].

1.7 Planarer Hall-Effekt

Zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften dünner Schichten mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenebene ist der planare Hall-Effekt (PHE) [176–178] eine Messgröße, die sehr sensitiv auf die magnetische Anisotropie reagiert [179–182]. Der planare Hall-Effekt in ferromagnetischen Materialien beruht auf dem anisotropen magnetoresistiven Effekt. Im Gegensatz zum gewöhnlichen Hall-Effekt (vgl. Abschnitt 1.2) ist das Magnetfeld parallel und nicht senkrecht zur Ebene des Stroms orientiert.

Der planare Hall-Widerstand ρ_{xy}^{PHE} und der planare Längswiderstand ρ_{xx}^{PHE} sind durch

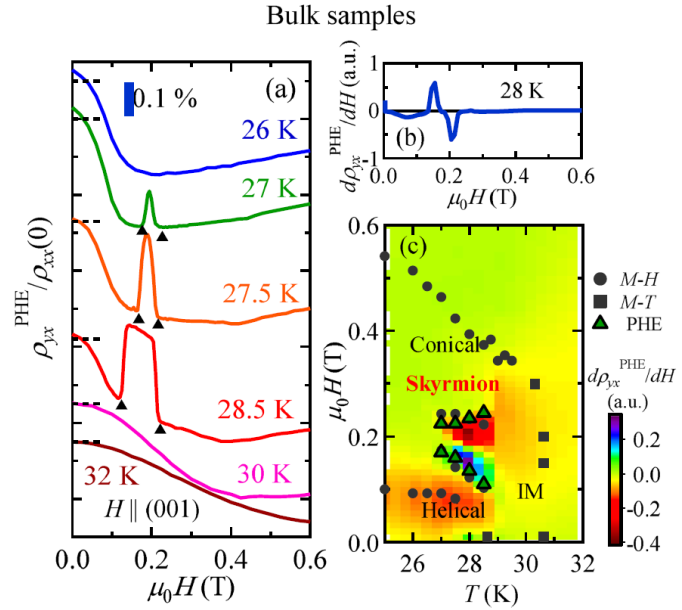
$$\rho_{xy}^{\text{PHE}} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \sin \theta \cos \theta = \frac{1}{2} (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \sin 2\theta \quad (1.25)$$

$$\rho_{xx}^{\text{PHE}} = \rho_{\perp} \left(1 + \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} \cos^2 \theta \right) \quad (1.26)$$

mit dem Widerstand ρ_{\parallel} parallel bzw. ρ_{\perp} senkrecht zur Komponente von \mathbf{M} in der Ebene gegeben [183]. Mit θ wird der Winkel zwischen dem Messstrom und der Magnetisierung beschrieben.

Durch Messungen des planaren Hall-Effekts konnten Yokouchi *et al.* zunächst die bekannten Phasengrenzen eines MnSi-Volumenkristalls reproduzieren [158]. Abbildung 1.27(a) zeigt den planaren Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Im Feld- und Temperaturbereich der SkX-Phase ist ein ausgeprägtes Maximum (vgl. schwarze Pfeilspitzen) zu beobachten. In Abb. 1.27(c) ist das aus den Messungen in planarer Hall-Geometrie bestimmte magnetische Phasendiagramm gezeigt. Es stimmt mit dem wohlbekanntem magnetischen Phasendiagramm von MnSi (vgl. Abschnitt 1.1) gut überein.

Abb. 1.27: (a) Magnetfeldabhängigkeit des planaren Hall-Widerstands normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands im Bereich der SkX-Phase einer MnSi-Volumenprobe. (b) Ableitung des planaren Hall-Widerstands nach dem Magnetfeld H bei $T = 28$ K. (c) Magnetisches Phasendiagramm von MnSi mit Daten aus Magnetisierungsmessungen (Kreise und Quadrate) sowie aus in (a) gezeigten Messungen des planaren Hall-Effekts (Dreiecke). Abbildung aus [158].



Yokouchi *et al.* haben weiterhin den planaren Längs- und Hall-Widerstand, gezeigt in Abb. 1.28, an einem MnSi-Dünnsfilm der Dicke 26 nm untersucht. Der in den Abbildungen 1.28(i)-(k) gezeigte planare Hall-Widerstand weist bei $T = 2$ K und 10 K in einem mittleren Feldbereich zwischen H_{sk1} und H_{sk2} (vgl. rote gestrichelte Linien) deutliche Hysterese auf. Yokouchi *et al.* erklären ohne nähere Begründung, dass diese Hysterese durch Skyrmionen entlang des Magnetfeldes, wie in Abb. 1.28(a) schematisch gezeigt, hervorgerufen wird. Die theoretische Rechtfertigung dieser

Schlussfolgerung muss jedoch in Frage gestellt werden. Dies wird in Kapitel 5 dieser Dissertation näher erläutert.

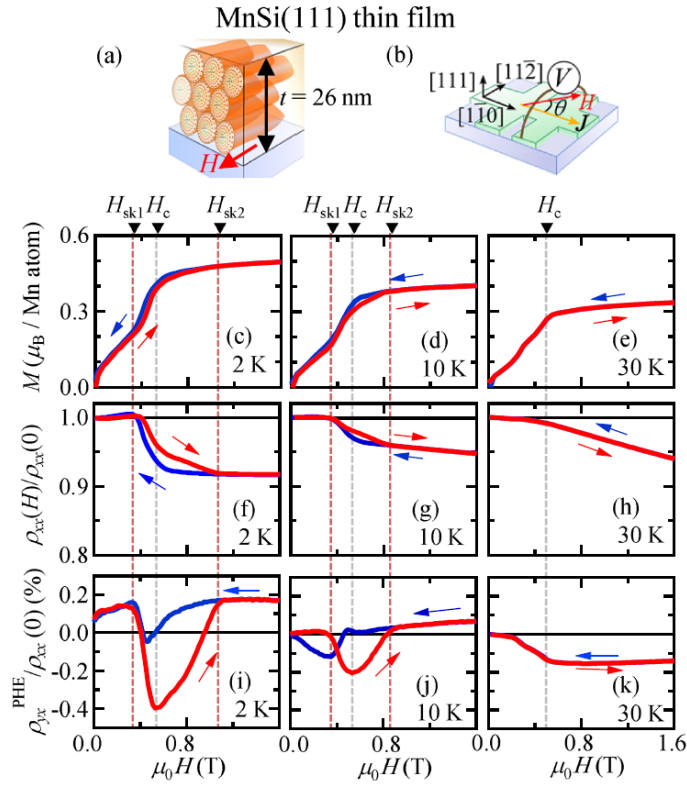


Abb. 1.28: (a) Schematische Darstellung der Skyrmionenformation mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche. (b) Experimenteller Aufbau für die Messungen des planaren Hall-Effekts. (c)-(e) Magnetfeldabhängigkeit der Magnetisierung eines 26 nm dicken MnSi-Dünnsfilms. (f)-(h) Magnetfeldabhängigkeit des planaren Längswiderstands normiert auf seinen Nullfeldwert. (i)-(k) Magnetfeldabhängigkeit des planaren Hall-Widerstands normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands. Die Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an. Die vertikalen Linien markieren H_{sk1} und H_{sk2} (rot) sowie H_c (grau). Abbildung aus [158].

1.8 Zielsetzung und Gliederung dieser Dissertation

Ziel dieser Dissertation ist die Untersuchung von Spin-Transfer-Torque-Effekten in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ -Volumenproben und in MnSi-Dünnsfilmen sowie die Beantwortung der Frage, ob in MnSi-Dünnsfilmen Skyrmionen existieren.

In MnSi-Volumenproben konnten Spin-Transfer-Torque-Effekte für Stromdichten in der Größenordnung von 1 MA m^{-2} beobachtet und durch die effektive Kopplung eines DC-Stroms an das Skyrmionengitter über den topologischen Hall-Effekt erklärt werden [25, 64]. In $Mn_{1-x}Fe_xSi$ wurde ein Ansteigen des topologischen Hall-Effekts durch Eisendotierung auf etwa $40 \text{ n}\Omega\text{cm}$ festgestellt [96]. Im Rahmen dieser Dissertation wird die kritische Stromdichte, ab der das Skyrmionengitter zu driften beginnt, in Abhängigkeit der Eisenkonzentration bestimmt. Die beobachtete Abhängigkeit der kritischen Stromdichte wird durch das Verhältnis der Pinningkraft, welche durch Störstellen verursacht wird, zur Zugkraft durch den DC-Strom gedeutet.

Ein weiteres Ziel dieser Dissertation ist die Bestimmung des Driftwinkels des Skyrmionengitters in $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Durch die simultane Änderung des Längs- und Hall-Widerstands in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 8\%$) kann festgestellt werden, dass das Skyrmio-

nengitter nahezu senkrecht zum angelegten Strom driftet. Eine Abschätzung für $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0, 2\%, 4\%$ und 6%) ergibt vergleichbare Driftwinkel. Weiterhin soll im Rahmen dieser Dissertation geklärt werden, ob die in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) beobachteten Phasengrenzen mit einem DC-Strom manipuliert werden können. In diesem Zusammenhang wird festgestellt, dass die nach Anlegen eines Magnetfeldes unterdrückte helikale Ordnung oberhalb einer kritischen Stromdichte wiederhergestellt werden kann. Zur Untersuchung des Einflusses der Kühlhistorie auf die emergente Elektrodynamik werden magnetfeld- und temperaturabhängige Messungen verglichen. Hierbei wird festgestellt, dass der Zustand, aus dem die SkX-Phase kondensiert wurde, entscheidenden Einfluss auf die Größe der emergenten elektrischen Felder hat.

Die Existenz von Skyrmionen in MnSi-Dünnschichten wird trotz intensiver Forschung kontrovers diskutiert [157]. Ziel dieser Dissertation ist die Beantwortung der Frage, ob in diesen Systemen Skyrmionen existieren. Durch Messungen des Hall-Effekts in Standard-Hall-Geometrie, mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche, sowie in planarer Hall-Geometrie, mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche, konnte die Existenz von Skyrmionen in diesen Systemen nicht nachgewiesen werden. Weiterhin soll im Rahmen dieser Dissertation geklärt werden, ob der planare Hall-Effekt in MnSi-Dünnschichten mittels DC-Strömen manipuliert werden kann. In diesem Zusammenhang wird in den untersuchten MnSi-Dünnschichten keine Abhängigkeit des planaren Hall-Widerstands von den angelegten DC-Strömen beobachtet. Der planare Hall-Widerstand eines MnSi-Volumenkristalls verändert sich hingegen oberhalb einer kritischen Stromdichte.

Die Gliederung dieser Dissertation ist wie folgt. In Kapitel 2 werden die für die Transportmessungen verwendeten experimentellen Methoden präsentiert. Hierbei werden insbesondere die methodischen Besonderheiten für Messungen mit hohen DC-Strömen betont. Kapitel 3 widmet sich der Bestimmung und Deutung der kritischen Stromdichte für die Bewegung des Skyrmionengitters in Abhängigkeit der Eisenkonzentration in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0, 2\%, 4\%, 6\%$ und 8%). In Kapitel 4 wird die emergente Elektrodynamik und damit zusammenhängend die Driftrichtung des Skyrmionengitters in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) thematisiert. Weiterhin wird in diesem Kapitel die Abhängigkeit der beobachteten Phasengrenzen von einem DC-Strom sowie der Einfluss der Kühlhistorie auf die emergente Elektrodynamik untersucht. Kapitel 5 stellt Messungen des Hall-Effekts in Standard-Hall-Geometrie und planarer Hall-Geometrie in MnSi-Dünnschichten dar. Die Messungen in planarer Hall-Geometrie werden durch vergleichbare Messungen an einer MnSi-Volumenprobe ergänzt. Weiterhin wird der Einfluss eines DC-Stroms auf den planaren Hall-Widerstand der MnSi-Volumenprobe und der MnSi-Dünnschichten untersucht. In Kapitel 6 wird diese Dissertation zusammengefasst und ein Ausblick auf weiterführende Experimente gegeben.

Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die Methoden für die Transportmessungen dieser Dissertation dargestellt. Insbesondere werden die Besonderheiten der Messungen, bei denen hohe DC-Ströme an die Proben angelegt wurden, besprochen.

Die Darstellung der experimentellen Methoden ist folgendermaßen gegliedert. Zunächst wird eine Einführung in die Herstellung, Kontaktierung und Montage der untersuchten Volumenkristalle und Dünnschichten gegeben. Danach werden der Messaufbau beschrieben und der verwendete Kryostat, die Probenstäbe und die Messelektronik vorgestellt. In Zusammenhang mit der Messelektronik werden die Besonderheiten für die Messungen mit hohen DC-Strömen herausgestellt. Darauf folgt die Erklärung von Methoden zur Korrektur der Proben temperatur bei temperatur- und feldabhängigen Messungen bei hohen DC-Strömen. Zudem werden die durch die DC-Ströme auftretenden Oersted-Felder diskutiert und es wird gezeigt, dass sie keinen Einfluss auf die Experimente haben. Schließlich wird die Auswertung der aufgenommenen Daten erklärt.

2.1 Herstellung und Präparation der Proben

Die einkristallinen Volumenproben wurden von A. Bauer im optischen Zonenschmelzverfahren hergestellt. Hierzu wurden zuerst polykristalline Stäbe des jeweiligen Materials in einem Tiegelgießstand gegossen. Aus diesen Stäben wurden in einem Spiegelofen unter Argon-Schutzgasatmosphäre Einkristalle gezogen [184–187]. Mittels Laue Röntgendiffraktion wurden die kristallinen Hochsymmetrieachsen der Einkristalle bestimmt. Aus den derart orientierten Einkristallen wurden mit Hilfe einer Drahtsäge Proben präpariert. Diese Proben wurden vorsichtig auf die gewünschte Größe geschliffen und ihre Oberflächen wurden poliert.

Die MnSi-Dünnschichten wurden mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Hierzu wurden Siliziumsubstrate mit heißem Lösungsmittel entfettet, mit Flußsäure geätzt und mit Wasserstoffperoxid oxidiert. Nach dem Entfernen der SiO₂-Schicht im Ultrahochvakuum bei 990 °C wurde eine Mn-Schicht zur Vermeidung unkontrollierter Reaktionen mit der Si-Oberfläche aufgedampft. Im Anschluss wurde Mn und Si in stöchiometrischem Verhältnis aufgedampft, während die Qualität der Probe mittels RHEED („Reflection high-energy electron diffraction“) überwacht worden ist. Bis zu einer Filmdicke von 50 nm konnte keine Entstehung von Sekundärphasen beobachtet werden [147, 159, 171]. Die Dünnschichten wurden vor dem Zuschneiden mit einem Schutzlack überzogen. Nach der Präparation wurde der Schutzlack mit Aceton entfernt.

Typischerweise haben die präparierten Volumenproben eine Länge zwischen $l = 4$ mm und 6 mm, eine Breite zwischen $b = 1$ mm und 2 mm sowie eine Dicke von $d = 200$ µm. Die Dünnschichten wurden auf ähnliche Längen und Breiten präpariert.

Die Kontaktierung der Proben erfolgte in 6-Punkt-Konfiguration. Bei den Volumenproben wurden Golddrähte mit einem Durchmesser von 25 µm mit dem Punktschweißgerät UIP 1000 digital von Schmidt Instruments an die Probe geschweißt. Es hat sich für Mn_{1-x}Fe_xSi eine Leistung von 0.47 kW bei einer Pulsdauer von 0.23 ms bewährt. Bei den Spin-Transfer-Torque-Experimenten werden hohe DC-Stromdichten bis zu $j_{DC} = 9.9$ MA m⁻² und damit hohe DC-Ströme bis zu $I_{DC} = 2.6$ A an die Volumenproben angelegt. Aus diesem Grund wurden die standardmäßig punktgeschweißten Stromkontakte durch flächig an die Stirnseiten der Probe gelötete Kontakte ersetzt. Hierfür wurden verzinnete Kupferdrähte mit einem Durchmesser von 125 µm verwendet. Abbildung 2.1(a) zeigt exemplarisch die kontaktierte Mn_{1-x}Fe_xSi-Probe X₈.

Die Dünnschichten wurden vor der Kontaktierung mit VGE-7031 Varnish auf einer Platine mit Kontaktpunkten aus Kupfer, exemplarisch für den kontaktierten MnSi-Dünnschicht Y_{50,P2} in Abb. 2.1(b) gezeigt, montiert. Wegen der geringen Filmdicke und des isolierenden Siliziumsubstrats wurden die Kontakte zwischen den inneren Kupferkontakten der Platine und der Probe mit dem Ultraschallbinder 53xx BDA - Ball-DeepAccess von F & K Delvotec angebracht. Hierfür wurde ein

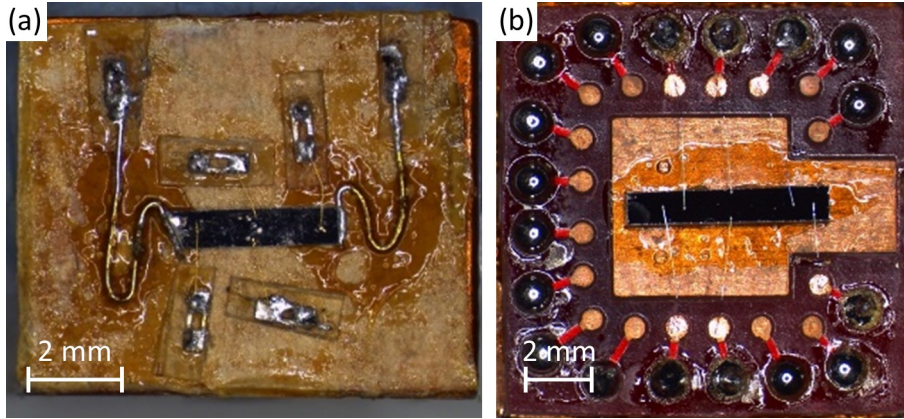


Abb. 2.1: Kontaktierte Proben montiert auf Probenhalter bzw. Platine. (a) $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe X₈. (b) MnSi-Dünnsfilm Y_{50, P2}.

Draht aus $\text{Al}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x = 1\%$) der Dicke $25\ \mu\text{m}$ verwendet. Für das Anbringen der Kontakte haben sich die in Tabelle 2.1 aufgeführten Parameter bewährt.

	Innere Kupferkontakte	Probe
Bondweight (g/cN)	25	25
US Power	90	90
US Time (ms)	25	90
TD Steps (μm)	12	12

Tabelle 2.1: Parameter für die Anbringung von Spannungs- und Stromkontakten an Dünnsfilmen mit dem Ultraschallbonder 53xx BDA - Ball-DeepAccess von F & K Delvotec.

In Abb. 2.2(a) ist schematisch eine Probe (1) mit den punktgeschweißten transversalen (2) und longitudinalen Spannungskontakten (3) dargestellt. Auf die eingeführte Geometrie (Länge l , Breite b , Dicke d , longitudinaler Kontaktabstand l_{xx} und transversaler Kontaktabstand l_{xy}) wird in dieser Dissertation Bezug genommen.

Wie in den Abbildungen 2.2(b) bzw. (c) gezeigt, sind die transversalen (2) bzw. longitudinalen Spannungskontakte (3) nicht exakt gegenüber liegend positioniert. Dadurch weist die gemessene transversale Spannung U_{trans} einen Anteil U_{xx}^{trans} des longitudinalen Signals und die gemessene longitudinale Spannung U_{long} einen Anteil U_{xy}^{long} des transversalen Signals auf. Die Spannungen U_{xx} und U_{xy} können durch Symmetrisierung und Antisymmetrisierung (vgl. Abschnitt 2.5) bestimmt werden.

Die Montage der Proben bzw. der Platinen mit den darauf befestigten Dünnsfilmen auf den flachen oder winkelförmigen Probenhaltern (vgl. Abschnitt 2.2.2) erfolgte

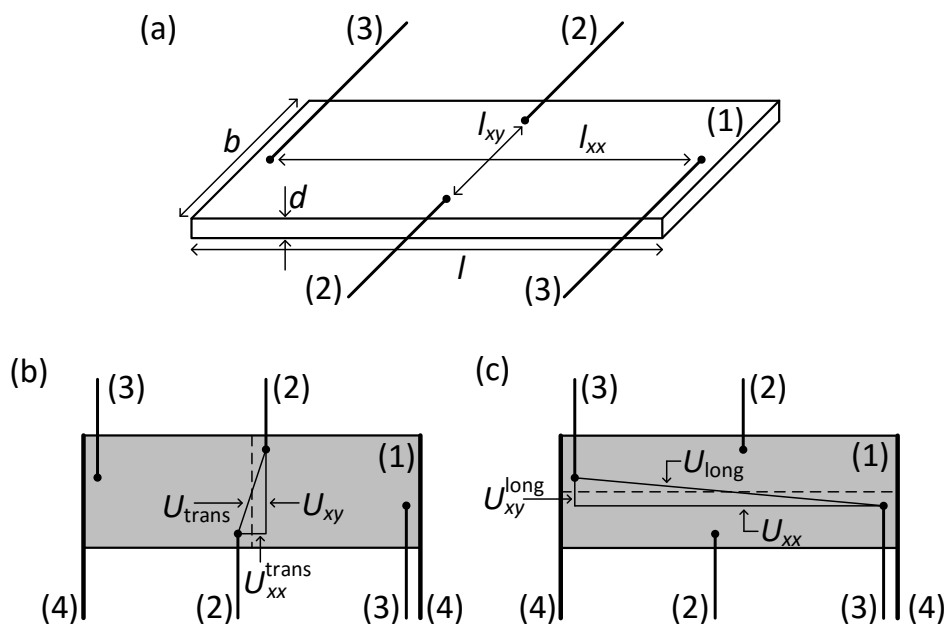


Abb. 2.2: Schematische Darstellung einer kontaktierten Probe. (a) Probe (1) mit punktgeschweißten transversalen (2) und longitudinalen Spannungskontakten (3). Bemaßung mit Länge l , Breite b , Dicke d , longitudinalem Kontaktabstand l_{xx} und transversalem Kontaktabstand l_{xy} . (b) Draufsicht mit versetzten transversalen Spannungskontakten (2) und den auftretenden Spannungen U_{trans} , U_{xx}^{trans} und U_{xy} . (c) Draufsicht mit versetzten longitudinalen Spannungskontakten (3) und den auftretenden Spannungen U_{long} , U_{xy}^{long} und U_{xx} . Die Stromkontakte (4) sind flächig an die Stirnseiten gelötet.

mit VGE-7031 Varnish. Zur Isolation wurde Zigarettenpapier zwischen den Probenwinkel bzw. den flachen Probenhalter und die Probe geklebt. Frühere Messungen von T. Schulz an MnSi [188] haben gezeigt, dass die gemessene Breite der SkX-Phase auf der Temperaturachse mit dem Druck, mit dem die Probe auf den Probenhalter geklebt worden ist, zunimmt. Die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von MnSi und dem Material des Probenhalters führen beim Abkühlen zu einer planaren Verspannung der Probe [188]. Experimente von Chacón *et al.* an MnSi unter uniaxialem Druck haben eine vergleichbare Vergrößerung der SkX-Phase gezeigt [172, 189]. Um die thermische Verspannung der Probe zu minimieren sind die Proben nur leicht an den stromführenden Kupferdrähten angeklebt worden.

In den folgenden Tabellen 2.2 und 2.3 sind die untersuchten Proben mit ihren Abmessungen, Geometriefaktoren und ihrer Orientierung bezüglich Strom und externem Magnetfeld aufgeführt. Die angegebene Feldrichtung bezieht sich auf die Normale der Probenoberfläche. Tabelle 2.2 führt die in den Kapiteln 3 und 4 untersuchten $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Volumenproben und Tabelle 2.3 die in Kapitel 5 untersuchte MnSi-Volumenprobe und die untersuchten MnSi-Dünnschichten auf.

Probe	Material	l (mm)	b (mm)	d (μm)	l_{xx} (mm)	l_{xy} (mm)	F_{xx} (10^{-4} m A^{-1})	F_{xy} (10^{-4} m A^{-1})	Orientierung
Y ₁	Mn _{1+y} Si ($y = -1\%$) OFZ65-3-1-e	4.5	0.94	200	3.36	0.608	1.1214	6.1974	$\mathbf{H} \parallel [001]$ $\mathbf{j} \parallel [110]$
X ₂	Mn _{1-x} Fe _x Si ($x = 2\%$) OFZ99-3-2-e1	5.6	1.02	200	3.04	0.755	1.3421	5.3684	$\mathbf{H} \parallel [001]$ $\mathbf{j} \parallel [110]$
X ₄	Mn _{1-x} Fe _x Si ($x = 4\%$) OFZ42-3-3-1-j	5.6	1.88	200	3.78	1.410	1.9894	5.3333	$\mathbf{H} \parallel [001]$ $\mathbf{j} \parallel [110]$
X _{4, BS}	Mn _{1-x} Fe _x Si ($x = 4\%$) OFZ42-3-3-1-e2	5.2	0.86	200	2.96	0.470	1.1622	7.3191	$\mathbf{H} \parallel [001]$ $\mathbf{j} \parallel [110]$
X ₆	Mn _{1-x} Fe _x Si ($x = 6\%$) OFZ100-3-2-2-e1	5.8	1.01	200	2.66	0.700	1.5188	5.7714	$\mathbf{H} \parallel [001]$ $\mathbf{j} \parallel [110]$
X ₈	Mn _{1-x} Fe _x Si ($x = 8\%$) OFZ32-4-1-e1	4.3	0.93	200	3.20	0.670	1.1875	5.6716	$\mathbf{H} \parallel [001]$ $\mathbf{j} \parallel [110]$

Tabelle 2.2: Abmessungen (Länge l , Breite b und Dicke d), longitudinaler Kontaktabstand l_{xx} und transversaler Kontaktabstand l_{xy} , Geometriefaktoren F_{xx} und F_{xy} sowie Orientierung von Magnetfeld \mathbf{H} und Strom \mathbf{j} der in den Kapiteln 3 und 4 untersuchten MnSi- und Mn_{1-x}Fe_xSi-Volumenproben. Die Feldrichtung \mathbf{H} bezieht sich auf die Normale der Probenoberfläche.

Probe	Material	l (mm)	b (mm)	d (μm)	l_{xx} (mm)	l_{xy} (mm)	F_{xx} (10^{-4} m A^{-1})	F_{xy} (10^{-4} m A^{-1})	Orientierung
Y_{Vol}	MnSi OFZ59-3-3-4-e	5.6	1.02	200	3.04	0.755	PHE: 3.0967	5.7792	$\mathbf{H} \parallel [001]$ $\mathbf{j} \parallel [110]$
Probe	Material	l (mm)	b (mm)	d (nm)	l_{xx} (mm)	l_{xy} (mm)	F_{xx} (10^{-4} m A^{-1})	F_{xy} (10^{-4} m A^{-1})	Orientierung
Y_3	MnSi SI054	5	0.89	3	1.30	0.619	HE: 1.0310 PHE: 0.6873	2.1653 1.4435	$\mathbf{H} \parallel [100]$ $\mathbf{j} \parallel [011]$
Y_{30}	MnSi SI094	5	1.16	30	1.67	0.938	HE: 4.1498 PHE: 2.0749	7.3880 3.6940	$\mathbf{H} \parallel [111]$ $\mathbf{j} \parallel [11\bar{2}]$
$Y_{50, P1}$	MnSi SI104	6	0.92	50	2.44	0.691	HE: 1.8900 PHE: 0.9440	6.6600 3.3300	$\mathbf{H} \parallel [111]$ $\mathbf{j} \parallel [1\bar{1}0]$
$Y_{50, P2}$	MnSi SI104	6	0.97	50	3.23	0.781	HE: 1.5000 PHE: 0.7480	6.1900 3.1000	$\mathbf{H} \parallel [111]$ $\mathbf{j} \parallel [11\bar{2}]$

Tabelle 2.3: Abmessungen (Länge l , Breite b und Dicke d), longitudinaler Kontaktabstand l_{xx} und transversaler Kontaktabstand l_{xy} , Geometriefaktoren F_{xx} und F_{xy} für Messungen in Standard-Hall-Geometrie (HE) und planarer Hall-Geometrie (PHE) sowie Orientierung von Magnetfeld \mathbf{H} und Strom \mathbf{j} der in Kapitel 5 untersuchten MnSi-Volumenprobe und MnSi-Dünnschicht. Die Feldrichtung \mathbf{H} bezieht sich auf die Normale der Probenoberfläche.

2.2 Messaufbau: Magnetkryostat und Probenstäbe

Im Rahmen dieser Dissertation wurden temperatur- und magnetfeldabhängige Transportmessungen in Standard-Hall-Geometrie mit dem externen Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche und in planarer Hall-Geometrie mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche durchgeführt. Diese beiden Geometrien sind in Abb. 2.3 schematisch gezeigt.

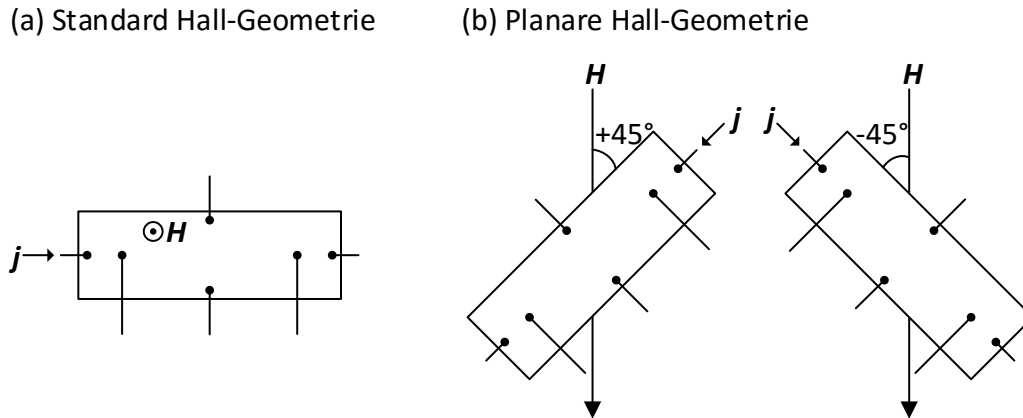


Abb. 2.3: Geometrie von Probe, externem Magnetfeld H und Strom j . (a) In Standard-Hall-Geometrie steht das externe Magnetfeld H senkrecht zur Probenoberfläche und zum Messstrom j . (b) In planarer Hall-Geometrie steht das externe Magnetfeld H parallel zur Probenoberfläche und zum Messstrom j . Der Messstrom j und das Magnetfeld H schließen bei den Messungen im Rahmen dieser Dissertation einen Winkel von $\pm 45^\circ$ ein.

Im folgenden Abschnitt 2.2.1 wird der für die Messungen im Rahmen dieser Dissertation verwendete Magnetkryostat beschrieben. Dabei wird insbesondere auf die unterschiedlichen Modi der Temperaturregelung eingegangen. In Abschnitt 2.2.2 werden die verschiedenen Probenstäbe für Messungen in Standard-Hall-Geometrie und planarer Hall-Geometrie vorgestellt.

2.2.1 Magnetkryostat

Die Transportmessungen wurden mit einem ^4He -Badkryostat von Oxford Instruments durchgeführt. Der Kryostat ist mit einem supraleitenden Magneten ausgestattet, der das Einstellen von Magnetfeldern bis zu $\mu_0 H = \pm 16 \text{ T}$ entlang einer Richtung erlaubt. Mit einem in den Kryostaten eingebauten „Variable Temperature Insert“ (VTI) können Temperaturen zwischen $T = 1.2 \text{ K}$ und 300 K eingestellt werden.

Zur Einstellung der Temperatur werden ein Heizer und ein Nadelventil verwendet, wobei letzteres den Heliumfluss reguliert. Heizer und Nadelventil werden mit einem PID-Regelkreis derart gesteuert, dass die resultierende Temperatur stabil ist. Der Temperatursteuerung sind Heizleistungen für bestimmte Temperaturbereiche vorgegeben, die sie nach Erreichen einer Temperatur unter Anpassung der Nadelventilstellung einstellt. Dadurch können sich auch bei bereits stabiler Temperatur die Stellung des Nadelventils und die Heizleistung ändern, bis der vorgegebene Zielwert der Heizleistung erreicht ist. Aufgrund der Änderung des Heliumflusses ändert sich die Kühlleistung. Für eine konstante Kühlleistung und zur Erhöhung der Temperaturstabilität kann das Nadelventil auf einen konstanten Wert eingestellt werden. Die Temperaturregelung erfolgt dann nur noch über den schneller reagierenden Heizer. Der Einfluss der Kühlleistung auf die Experimente im Rahmen dieser Dissertation wird in Abschnitt 2.4 diskutiert.

Zur Steuerung des Kryostaten und der Peripheriegeräte steht ein LabView-Programm zur Verfügung. Dieses Programm erlaubt es, vorgegebene Temperatur- oder Feldrampen abzufahren, eine AC- und eine DC-Stromquelle zu steuern sowie den Rotationswinkel des Rotatorprobenstabs (vgl. Abschnitt 2.2.2) einzustellen. Das LabView-Programm stellt die vorgegebenen Parameter einer Messung jeweils nach Erreichen des vorherigen Parameters in der folgenden Reihenfolge ein: Nadelventilstellung konstant ja/nein, ggf. konstante Stellung des Nadelventils, Temperatur, Magnetfeld, Rotationswinkel des Rotatorprobenstabes, DC-Strom der Stromquelle Keithley 2440, AC- und DC-Strom der Stromquelle Keithley 6221 sowie Lock-in-Verstärker.

Feldrampen können sowohl kontinuierlich als auch stufenförmig abgefahren werden. Im kontinuierlichen Modus wird das Feld stetig mit der Rate \dot{H} verändert. Die Aufnahme der Messpunkte erfolgt mit vorgegebener Frequenz. Die aufgezeichnete Stärke des Magnetfeldes $\mu_0 H$ wird aus der angelegten Stromstärke berechnet. Durch die Induktivität des Magneten kommt es zu einem Versatz $\mu_0 \Delta H$ zwischen dem aufgezeichneten Magnetfeld und dem tatsächlichen Magnetfeld am Ort der Probe. Der Versatz hängt von der Änderungsrate des Feldes \dot{H} ab, sodass die aufgezeichneten Daten nach der Messung um diesen Versatz korrigiert werden können.

Im stufenförmigen Modus werden Feldwerte mit einer vorgegebenen Rate \dot{H} angefahren und konstant gehalten. Die Daten werden nach einer einstellbaren Wartezeit aufgezeichnet. Durch diese Vorgehensweise kommt es zu keinem Versatz zwischen dem aufgezeichneten und dem tatsächlichen Magnetfeld. Die Messung beansprucht jedoch mehr Zeit als im kontinuierlichen Modus. Die magnetfeldabhängigen Messungen dieser Dissertation wurden im stufenförmigen Modus durchgeführt.

2.2.2 Probenstäbe

Für die Messungen in Standard-Hall-Geometrie, mit dem externen Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche, wurde der in Abb. 2.4(a) gezeigte aktiv geregelte Trans-

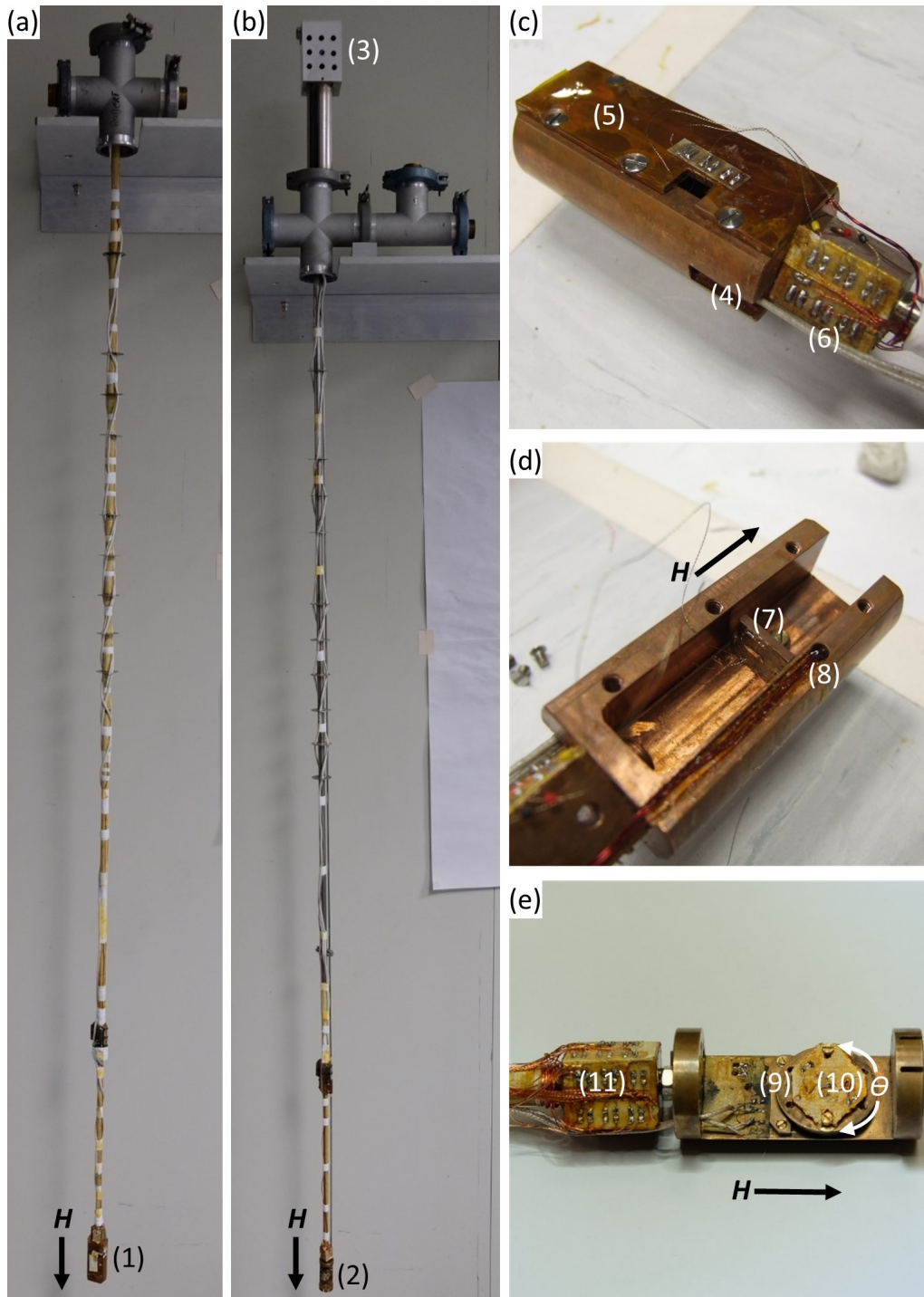


Abb. 2.4: Probenstäbe für Messungen in Standard-Hall-Geometrie und planarer Hall-Geometrie. (a) Aktiv geregelter Probenstab für Messungen in Standard-Hall-Geometrie mit Kupferdose (1). (c), (d) Vergrößerte Darstellungen der Kupferdose (1) mit Heizer (4), Deckel (5) und Löt pads (6) sowie einem montierten Probenwinkel (7) und Probenthermometer (8). (b) Rotatorprobenstab mit Rotator (2) und Schrittmotor (3). (e) Vergrößerte Darstellung des Rotators mit auf drehbarer Plattform (9) montiertem Probenhalter (10) sowie Löt pads und Probenthermometer (11).

portprobenstab [190] verwendet. Dieser Probenstab weist am unteren Ende eine mit einem Deckel verschließbare Kupferdose (1) auf. Diese Kupferdose erhöht die thermische Masse im Heliumfluss und führt dadurch bei Schwankungen des Heliumflusses zu einer besseren Temperaturstabilität. Abbildung 2.4(c) zeigt die Kupferdose vergrößert. Um die Temperaturstabilität weiter zu erhöhen, weist die Kupferdose einen Heizer (4) auf, mit dem die Probentemperatur sehr genau geregelt werden kann. Die Kupferdose kann mit einem Deckel (5) verschlossen werden. Der Anschluss der Probe an die Verdrahtung des Probenstabes erfolgt mit verdrehten Kupferdrähten über Löt pads (6). Das Innere der Kupferdose ist in Abb. 2.4(d) vergrößert dargestellt. An der Kupferdose ist ein Probenwinkel (7) mit Schrauben befestigt. Die Probentemperatur kann mit einem Probenthermometer (8) ausgelesen werden.

Der für die Messungen in planarer Hall-Geometrie mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche verwendete Rotatorprobenstab ist in Abb. 2.4(b) gezeigt. Dieser Probenstab weist am unteren Ende eine drehbare Plattform (2) auf, sodass der Winkel zwischen der Probe und dem externen Magnetfeld eingestellt werden kann. Hierzu ist die drehbare Plattform über eine Umlenkung und eine Welle mit einem außerhalb des Kryostaten montierten Schrittmotor (3) verbunden. Abbildung 2.4(e) zeigt das untere Ende des Rotatorprobenstabes vergrößert. Der Probenhalter (10) wird auf der Plattform (9) befestigt. Die Plattform kann, wie durch die eingezeichneten Pfeile skizziert, um den Winkel θ in einem Bereich von etwa $\pm 120^\circ$ gedreht werden. Die Probe wird über die Löt pads (11) mit der Verdrahtung des Probenstabes verbunden. Zur Messung der Probentemperatur sitzt in dem Kupferblock unter den Löt pads ein Thermometer. Die Messungen des planaren Hall-Effekts im Rahmen dieser Dissertation wurden, sofern nicht anders erwähnt, mit $\theta = \pm 45^\circ$ durchgeführt.

Entlang der Probenstäbe werden die Signale in verdrehten Kupferleitungen geführt. Außerhalb des Kryostaten werden die Signale über Koaxialkabel zur Messelektronik geführt.

2.3 Messelektronik

Zur simultanen Messung des Längs- und Hall-Widerstands von Volumenproben, während hohe DC-Ströme bis $I_{DC} = 2.6 \text{ A}$ angelegt sind, wurde die Messelektronik, wie das Schaltbild in Abb. 2.5 zeigt, im Vergleich zu Standard-Transportmessungen angepasst. Dieser Aufbau basiert auf einem Aufbau zur Tunnelspektroskopie an supraleitenden Tunnelkontakten [191]. Als Gleichstromquelle (5) wird das Modell 2440 von Keithley Instruments verwendet.

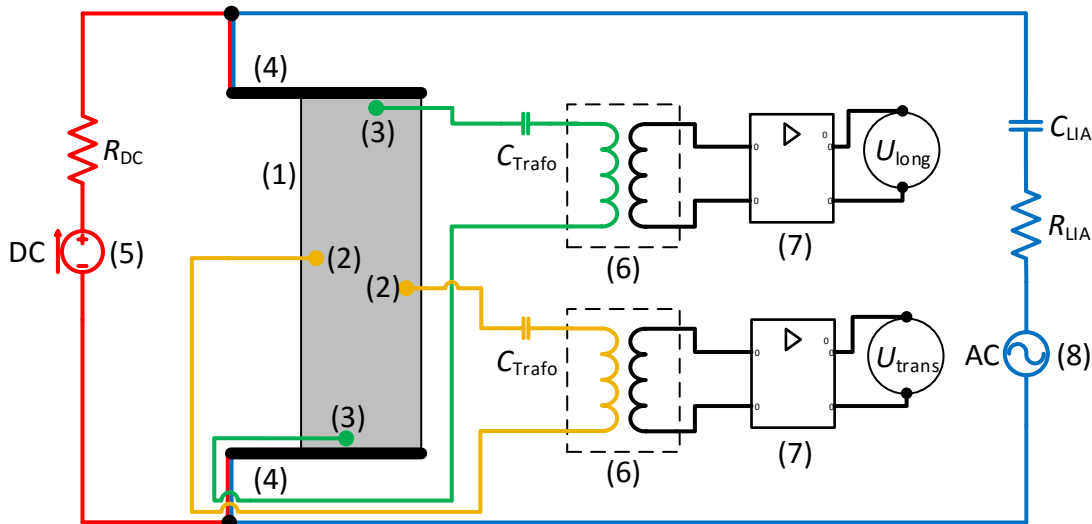


Abb. 2.5: Schaltbild eines Aufbaus zur simultanen Messung der longitudinal und transversal über eine Probe (1) abfallenden Spannungen, während ein hoher DC-Strom an die Probe angelegt ist. Mit DC-Stromquelle (5), Transformatoren (6), Lock-in-Verstärkern (7) und Funktionsgenerator (8). Die Probe ist über ihre Stromkontakte (4) gleichzeitig an den AC-Stromkreis (blau) und den DC-Stromkreis (rot) angeschlossen. Die longitudinal bzw. transversal abfallende Spannung wird über die longitudinalen (3) bzw. transversalen Spannungskontakte (2) abgegriffen.

2.3.1 Spannungsaufnahme

Zur Messung der longitudinal bzw. transversal über die Probe (1) abfallenden Spannungen U_{long} bzw. U_{trans} werden zwei phasensensitive Lock-in-Verstärker (7) Stanford Research SR830 verwendet. Hierzu wird über die Stromkontakte (4) ein Wechselstrom mit der Amplitude $I_{\text{AC}}^{\text{RMS}} = 5 \text{ mA}$ und der Frequenz $f = 22.08 \text{ Hz}$ an die Probe (1) angelegt (blauer Stromkreis). Damit der zweite Lock-in-Verstärker ebenso phasensensitiv messen kann, ist er auf den ersten Lock-in-Verstärker getriggert. Der Messstrom $I_{\text{AC}}^{\text{RMS}} = 5 \text{ mA}$ wird durch den Widerstand $R_{\text{LIA}} = 1 \text{ k}\Omega$ im blauen Stromkreis erzeugt, während der Funktionsgenerator des Lock-in-Verstärkers (8) eine sinusförmige Spannung von $U_{\text{AC}}^{\text{RMS}} = 5 \text{ V}$ ausgibt. Da der Widerstand der Probe $R_{\text{Probe}} \approx 1 \text{ m}\Omega - 10 \text{ m}\Omega$ deutlich kleiner ist als der Widerstand $R_{\text{LIA}} = 1 \text{ k}\Omega$, ist der Messstrom $I_{\text{AC}}^{\text{RMS}}$ im Wesentlichen unabhängig von einer Änderung des Probenwiderstands.

Die über die Spannungskontaktpaare (2) und (3) abfallenden Spannungen U_{long} und U_{trans} werden mit den impedanzanpassenden Transformatoren Signal Recovery Model 1900 (6) um einen Faktor 100 verstärkt und differentiell ($A - B$) mit den Lock-in-Verstärkern (7) gemessen. Durch die Impedanzanpassung befindet sich die Quellimpedanz in einem Bereich, in dem die Lock-in-Verstärker geringes Eigenrauschen besitzen und sich das Signal-Rausch-Verhältnis des gemessenen Signals verbessert. Zusätzlich sind Probe und Lock-in-Verstärker durch die Transformatoren

galvanisch getrennt. Die Transformatoren besitzen einen DC-Eingangswiderstand von $R_{\text{Trafo}} = 3.5 \Omega$ [192]. Als Frequenz des Messstroms wurde $f = 22.08 \text{ Hz}$ gewählt, da die Transformatoren bei dieser Frequenz keine Dämpfung aufweisen und ihr Verstärkungsfaktor somit durch ihr Windungsverhältnis gegeben ist.

2.3.2 Überlagerung des Messstroms mit hohen DC-Strömen

Zur Überlagerung des AC-Messstroms mit einem DC-Strom wird der Stromkreis des Lock-in-Verstärkers (blauer Stromkreis) mit dem Stromkreis der DC-Stromquelle (roter Stromkreis) parallel geschaltet. Zum Schutz sensibler Bauteile und damit die Ströme über die gewünschten Pfade fließen, sind die Kondensatoren C_{LIA} und C_{Trafo} sowie der Widerstand R_{DC} in den Messaufbau integriert.

Zum Schutz des Spannungsausgangs des Funktionsgenerators des Lock-in-Verstärkers vor Gleichstromanteilen aus dem roten Stromkreis ist der Kondensator C_{LIA} in den blauen Stromkreis eingebaut. Die am Kondensator anliegende Spannung muss stets kleiner als seine Durchlassspannung sein, da er andernfalls durchlässig für den Gleichstrom wird. Der Kondensator C_{LIA} bildet zusammen mit dem Widerstand R_{LIA} ein RC-Glied mit der Zeitkonstante T_{RC} . Damit der Kondensator nicht vollständig geladen wird, muss die Zeitkonstante T_{RC} deutlich größer als die Periodendauer T_{AC} des Messstroms sein. Es ergibt sich mit den angegebenen Größen von f und R_{LIA} sowie der Annahme, dass $T_{\text{RC}}/T_{\text{AC}} \geq 10$ gelten soll, folgende Abschätzung für C_{LIA} :

$$C_{\text{LIA}} = \frac{T_{\text{RC}}}{R_{\text{LIA}}} \geq \frac{10 \cdot T_{\text{AC}}}{R_{\text{LIA}}} = \frac{10}{R_{\text{LIA}} \cdot 2\pi \cdot f} = 72.8 \mu\text{F} \quad (2.1)$$

Für den Messaufbau wurde $C_{\text{LIA}} = 220 \mu\text{F}$ gewählt, sodass die gemachte Abschätzung in jedem Fall erfüllt ist.

Der Messstrom kann über die Probe (blauer Stromkreis) oder über die DC-Stromquelle (roter Stromkreis) fließen. Damit der Messstrom I_{AC} größtenteils über die Probe fließt, wurde der rote Stromkreis durch den Widerstand $R_{\text{DC}} = 2.7 \Omega$ hochohmiger gestaltet. Der höhere Widerstand des roten Stromkreises erlaubt es der DC-Stromquelle zudem, den Strom I_{DC} exakter zu regeln, da die zu regelnde Spannung bei gleichem Strom höher ist.

Der Anschluss der Probe an die Transformatoren (6) schaltet den roten, blauen, gelben und grünen Stromkreis parallel. Dadurch können folgende Probleme entstehen. Fließt über die Transformatoren ein Gleichstrom $I_{\text{primär}}^{\text{max}} \geq 200 \mu\text{A}$, können sie aufmagnetisiert werden und ihre angegebenen Verstärkungseigenschaften verlieren [192]. Zudem würden die Messergebnisse verfälscht, wenn nicht der gesamte Messstrom über die Probe fließt, da der spezifische Widerstand auch vom Messstrom abhängt (vgl. Abschnitt 2.5.3).

Durch das Verhältnis von R_{Probe} zu R_{Trafo} kann der über die Transformatoren (grüner und gelber Stromkreis) fließende Teilstrom bei einem Messstrom von 5 mA auf

maximal $20 \mu\text{A}$ abgeschätzt werden. Bei einem angelegten DC-Strom von $I_{\text{DC}} = 2.6 \text{ A}$ kann der über die Transformatoren fließende Teilstrom auf etwa 10 mA abgeschätzt werden. Folglich fließen sowohl der Messstrom als auch der DC-Strom im Wesentlichen über die Probe. Der über die Transformatoren fließende DC-Strom wäre jedoch größer als $I_{\text{primär}}^{\text{max}} = 200 \mu\text{A}$, sodass die Transformatoren aufmagnetisiert würden. Dies wird durch die Kondensatoren $C_{\text{Trafo}} = 220 \mu\text{F}$ im blauen und roten Stromkreis verhindert.

2.3.3 Überlagerung des Messstroms mit niedrigen DC-Strömen

Die im Rahmen dieser Dissertation untersuchten Dünnschichten sind etwa 3 bis 4 Größenordnungen dünner als die untersuchten Volumenproben. Vergleichbare Stromdichten erfordern folglich 3 bis 4 Größenordnungen kleinere Ströme. Wegen dieser kleinen Ströme kann bei den Messungen an den Dünnschichten auf eine Anpassung der standardmäßigen Messelektronik verzichtet werden. Durch die geringe Schichtdicke ist der absolute Widerstand der Dünnschichten mit $R_{\text{Probe}} = 0.1 \text{ k}\Omega - 1 \text{ k}\Omega$ etwa 3 bis 4 Größenordnungen größer als der Widerstand der Volumenproben. Aus diesem Grund wird auf die impedanzanpassenden Transformatoren verzichtet.

Der sinusförmige Messstrom wird bei den Messungen an den Dünnschicht-Proben mit der AC-Stromquelle Keithley Instruments Modell 6221 erzeugt. Diese Stromquelle erlaubt die Einstellung der Amplitude und Frequenz des AC-Stroms. Beide Lock-in-Verstärker wurden zur phasensensitiven Messung auf die Stromquelle getriggert. Der DC-Strom für die Spin-Transfer-Torque-Experimente kann an der AC-Stromquelle als Versatz zum AC-Strom eingestellt werden.

2.4 Parasitäre Effekte hoher DC-Ströme

Bei der Untersuchung der Spin-Transfer-Torque-Effekte wurden an die Volumenproben DC-Ströme bis zu $I_{\text{DC}} = 2.6 \text{ A}$ angelegt. Der Stromfluss verursacht joulesche Wärme und magnetische Oersted-Felder. Im Folgenden werden die verschiedenen Effekte durch joulesche Wärme und Möglichkeiten, diese zu korrigieren, besprochen. Im Anschluss werden die entstehenden Oersted-Felder diskutiert und es wird gezeigt, dass sie keinen Einfluss auf die experimentellen Ergebnisse haben.

Durch den DC-Strom verursacht die Probe joulesche Wärme mit der Heizleistung

$$P_{\text{Heiz}} = R \cdot I_{\text{DC}}^2 = \rho_{xx} \cdot \frac{l}{A} \cdot (j_{\text{DC}} \cdot A)^2 = \rho_{xx} \cdot l \cdot A \cdot j_{\text{DC}}^2 \quad (2.2)$$

in Abhängigkeit des spezifischen Längswiderstand ρ_{xx} , der Geometrie der Probe (Länge l , Querschnittsfläche $A = b \cdot d$) sowie der DC-Stromdichte $j_{\text{DC}} = I_{\text{DC}}/A$.

Diese joulesche Wärme kann die Temperatur der Probe bzw. die Temperaturverteilung innerhalb der Probe beeinflussen. Einerseits kann die lokale Temperatur der Probe von der gemessenen Probertemperatur abweichen. Andererseits kann die Probe durch den Wärmetransport vom Probeninneren zum Probenäußeren eine inhomogene Temperaturverteilung aufweisen. Zusätzlich kann die mittlere Temperatur der Probe von der gemessenen Probertemperatur abweichen.

2.4.1 Temperaturkorrektur temperaturabhängiger Messungen

Zur Korrektur der Temperatur bei den temperaturabhängigen Messungen wurde, wie in den Referenzen [64, 188] dargestellt, der Längswiderstand als Thermometer verwendet. Hierzu muss angenommen werden, dass der DC-Strom keinen Effekt auf den Längswiderstand $\rho_{xx}(T)$ hat und es wird vorausgesetzt, dass $\rho_{xx}(T)$ eine streng monotone Funktion ist.

Zur Illustration der Temperaturkorrektur wird exemplarisch eine Messung an der $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe X_4 betrachtet. Abbildung 2.6(a) zeigt ihren Längswiderstand ρ_{xx} als Funktion der gemessenen Probertemperatur T_{gem} bei $j_{\text{DC}} = 0$ (schwarze Linie) und bei $j_{\text{DC}} = 6.89 \text{ MA m}^{-2}$ (rote Linie). Zur Bestimmung der tatsächlichen Probertemperatur wird in den Daten bei $j_{\text{DC}} = 6.89 \text{ MA m}^{-2}$ am Punkt T'_{gem} der Wert des Längswiderstands ρ_{xx}^{Vgl} bestimmt. Zur Bestimmung der Temperaturdifferenz werden, wie in Abb. 2.6(b) gezeigt, die Umkehrfunktionen $T_{\text{gem}}(\rho_{xx})$ bei $j_{\text{DC}} = 0$ und bei $j_{\text{DC}} = 6.89 \text{ MA m}^{-2}$ gebildet. An der Stelle ρ_{xx}^{Vgl} kann in den bei $j_{\text{DC}} = 0$ gemessenen Daten die Temperatur T_{kal} abgelesen werden. Daraus ergibt sich die Temperaturdifferenz $\Delta T = T_{\text{kal}} - T'_{\text{gem}}$. In Abb. 2.6(c) ist die derart bestimmte Temperaturdifferenz ΔT in Abhängigkeit der gemessenen Probertemperatur gezeigt. Die Temperaturdifferenz kann für diejenigen Temperaturen bestimmt werden, bei denen Daten sowohl bei $j_{\text{DC}} = 0$ als auch bei $j_{\text{DC}} = 6.89 \text{ MA m}^{-2}$ existieren. Wie in Abb. 2.6(d) gezeigt, kann mittels der Temperaturkorrektur ΔT der bei $j_{\text{DC}} = 6.89 \text{ MA m}^{-2}$ in Abhängigkeit der Probertemperatur gemessene Hall-Widerstand (rote Linie) auf die tatsächliche Probertemperatur korrigiert werden (grüne Linie).

Bei der zuvor beschriebenen Methode zur Korrektur der Probertemperatur ist es eine notwendige Voraussetzung, dass der DC-Strom keinen Effekt auf den Längswiderstand hat. Die magnetfeldabhängigen Untersuchungen an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) in Kapitel 4 zeigen jedoch, dass der Längswiderstand insbesondere im Bereich der SkX-Phase von j_{DC} abhängen kann. Diese Abhängigkeit führt dazu, dass bei der zuvor beschriebenen Temperaturkorrektur im Bereich der SkX-Phase ein Fehler gemacht wird. Im Folgenden wird die Größe dieses Fehlers abgeschätzt und seine Relevanz für die Ergebnisse in Kapitel 3 diskutiert.

In Abschnitt 4.1.2 wird gezeigt, dass die maximale Änderung des Längswiderstands in der SkX-Phase von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) bei $j_{\text{DC}} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$ etwa $200 \text{ n}\Omega\text{cm}$ beträgt. Aus der Temperaturabhängigkeit des Längswiderstands (vgl. Abschnitt 3.1)

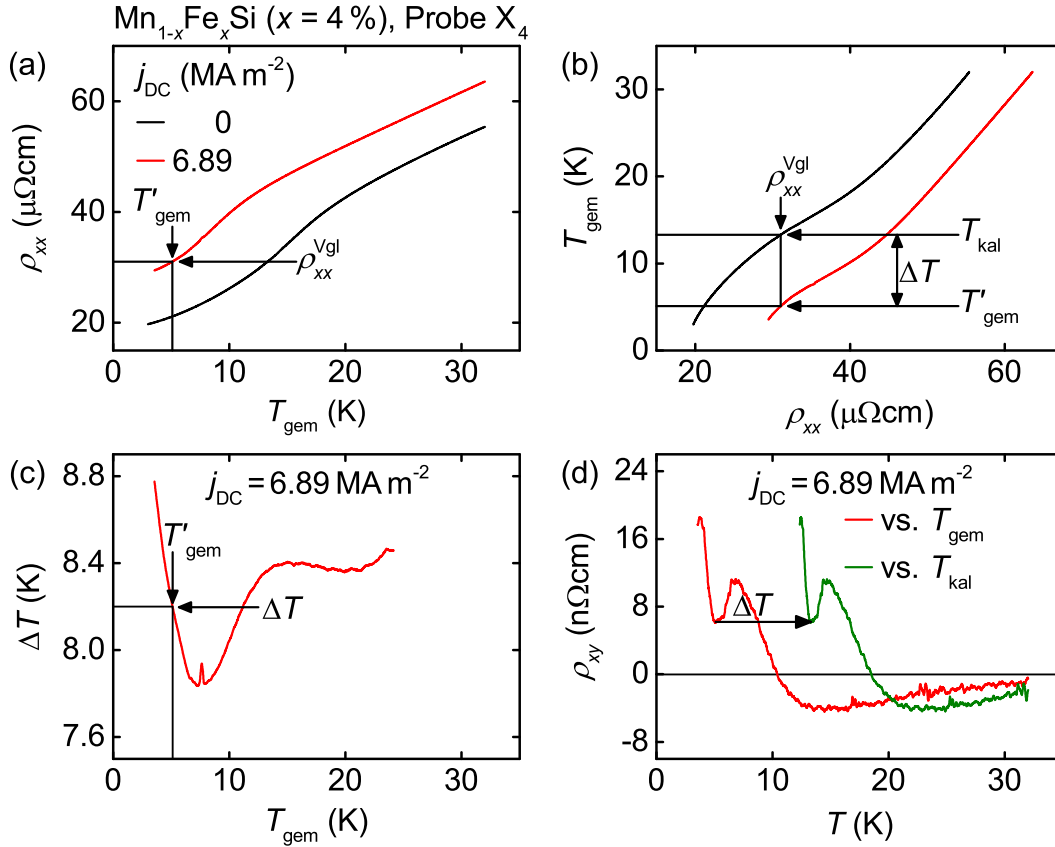


Abb. 2.6: Korrektur der Probestemperatur bei temperaturabhängigen Messungen am Beispiel von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe X_4 . (a) Längswiderstand in Abhängigkeit der gemessenen Probestemperatur bei $j_{\text{DC}} = 0$ und $j_{\text{DC}} = 6.89 \text{ MA m}^{-2}$. Bestimmung eines Vergleichspunkts ρ_{xx}^{Vgl} bei der Temperatur T'_{gem} . (b) Bestimmung der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_{\text{kal}} - T'_{\text{gem}}$ aus den Umkehrfunktionen $T_{\text{gem}}(\rho_{xx})$. (c) Temperaturdifferenz in Abhängigkeit der gemessenen Probestemperatur. (d) Hall-Widerstand in Abhängigkeit der gemessenen Probestemperatur (rote Linie) und der korrigierten Temperatur (grüne Linie).

im Bereich von $T = 7 \text{ K}$ folgt, dass diese Änderung des Widerstands einer Temperaturänderung von etwa $\Delta T \approx 150 \text{ mK}$ entspricht. Die SkX-Phase hat in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) bei $\mu_0 H = 290 \text{ mT}$ eine Breite von etwa 2.3 K , sodass der relative Fehler der Temperaturkorrektur maximal 6.5% beträgt.

Die Änderung des Hall-Widerstands ist in den magnetfeldabhängigen Messungen bei vergleichbaren Stromdichten etwa viermal so groß ist wie in den temperaturabhängigen Messungen (vgl. Abschnitt 4.4). Falls dies auf die Änderung des Längswiderstands gleichermaßen zutrifft, würde sich der Längswiderstand in den temperaturabhängigen Messungen im Bereich der SkX-Phase durch den DC-Strom lediglich um etwa $50 \text{ n}\Omega\text{cm}$ ändern. Diese Änderung des Längswiderstands entspricht einer Temperaturänderung von etwa $\Delta T \approx 40 \text{ mK}$ und bedingt einen relativen Fehler der Temperaturkorrektur von maximal 1.7% .

Im Längswiderstand der $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Proben X_2 , $X_{4, \text{BS}}$ und X_6 werden, in Analogie zu Probe X_8 , innerhalb der SkX-Phase ebenso lokale Extrema beobachtet (vgl. Abb. 4.7). Die Größe dieser lokalen Extrema ist in Tabelle 2.4 aufgeführt. Unter der Annahme, dass sich der Längswiderstand dieser Proben beim Anlegen von DC-Strömen analog zu Probe X_8 verhält, lassen sich die in Tabelle 2.4 aufgeführten Fehler der Temperaturkorrektur ΔT abschätzen.

Probe	$\Delta\rho_{xx}^{\text{SkX}}$ (n Ωcm)	ΔT (mK)
X_2	40	15
$X_{4, \text{BS}}$	40	15
X_6	130	90
X_8	200	150

Tabelle 2.4: Zusätzlicher Beitrag zum Längswiderstand innerhalb der SkX-Phase $\Delta\rho_{xx}^{\text{SkX}}$ sowie Abschätzung des Fehlers bei der Korrektur temperaturabhängiger Daten ΔT der untersuchten $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Proben.

Bei der Analyse der emergenten Elektrodynamik in Kapitel 3 wird der Hall-Widerstand in der Mitte der SkX-Phase ausgewertet. In diesem Temperaturbereich ist die Temperaturabhängigkeit des Hall-Widerstands nur sehr schwach, sodass die abgeschätzten Fehler der Temperaturkorrektur vernachlässigt werden können.

2.4.2 Temperaturkorrektur magnetfeldabhängiger Messungen

Im Rahmen der magnetfeldabhängigen Messungen an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) (vgl. Kapitel 4) wird gezeigt, dass ein DC-Strom insbesondere im Bereich der SkX-Phase einen Effekt auf den Längswiderstand hat. Folglich kann im Gegensatz zu den temperaturabhängigen Messungen nicht angenommen werden, dass der Längswiderstand stets unabhängig vom DC-Strom ist. Der Längswiderstand kann dadurch nicht im gesamten Messbereich als Thermometer verwendet werden. Stattdessen wird die Proben­temperatur für $j_{\text{DC}} > 0$ in der feldpolarisierten Phase (feldgekühlte Messungen) bzw. bei $H = 0$ (nullfeldgekühlte Messungen) durch einen Abgleich der über die Probe abfallende Längsspannung U_{long} mit der Messung bei $j_{\text{DC}} = 0$ eingestellt. Es wird weiterhin angenommen, dass die Proben­temperatur während einer magnetfeldabhängigen Messung konstant ist. Im Folgenden wird diese Vorgehensweise zur Einstellung der Proben­temperatur ausführlich dargestellt. Anschließend wird gezeigt, dass die Proben­temperatur während magnetfeldabhängiger Messungen an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) hinreichend konstant ist.

(a) Einstellung der Probertemperatur

Zur Einstellung der Temperatur bei $j_{\text{DC}} > 0$ wird angenommen, dass es in der feldpolarisierten Phase und bei $H = 0$ keine Effekte des DC-Stroms auf den Längswiderstand gibt. Es wird zunächst eine magnetfeldabhängige Messung des Längswiderstands bei der zu untersuchenden Probertemperatur T_{P} mit $j_{\text{DC}} = 0$, exemplarisch gezeigt in Abb. 2.7 für $T_{\text{P}} = 7 \text{ K}$ (blaue Kurve), durchgeführt.

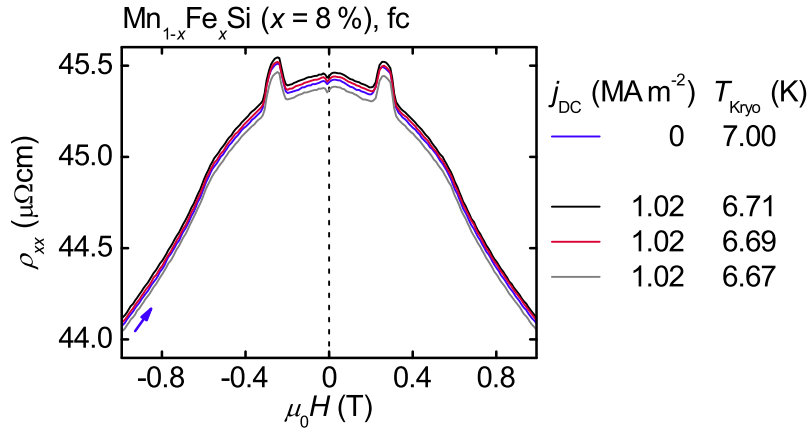


Abb. 2.7: Längswiderstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $j_{\text{DC}} = 0$ und einer Proben- sowie Kryostatentemperatur von $T_{\text{P}} = T_{\text{Kryo}} = 7 \text{ K}$ (blaue Linie) sowie bei $j_{\text{DC}} = 1.02 \text{ MA m}^{-2}$ und einer Kryostatentemperatur zwischen $T_{\text{Kryo}} = 6.67 \text{ K}$ und 6.71 K (graue, rote und schwarze Linie). Der blaue Pfeil gibt die Richtung der Magnetfeldänderung an.

Bei den feldgekühlten Messungen wird im Anschluss das externe Magnetfeld auf $\mu_0 H = -1 \text{ T}$ eingestellt und die zu untersuchende DC-Stromdichte j_{DC} (in diesem Beispiel $j_{\text{DC}} = 1.02 \text{ MA m}^{-2}$) an die Probe angelegt. Danach wird die Temperatur des Kryostaten T_{Kryo} solange abgesenkt, bis über die Probe dieselbe Längsspannung U_{long} wie bei der Messung mit $j_{\text{DC}} = 0$ abfällt. Da bei den nullfeldgekühlten Messungen die Feldrampen bei $H = 0$ beginnen, wurde dort $H = 0$ als Vergleichspunkt gewählt.

Durch diese Vorgehensweise kann für jede DC-Stromdichte eine Temperatur des Kryostaten T_{Kryo} gefunden werden, bei der die Probertemperatur identisch zur Messung bei $j_{\text{DC}} = 0$ ist. Begrenzend ist hierbei die Kühlleistung des Kryostaten, da diese höher als die Heizleistung der Probe sein muss. Da die vollständige Thermalisierung der Probe bis zu zwei Stunden dauern kann, ist es zweckmäßig mehrere magnetfeldabhängige Messungen bei leicht unterschiedlichen Temperaturen um die gefundene Kryostatentemperatur T_{Kryo} herum durchzuführen.

In Abb. 2.7 sind neben der Messung bei $j_{\text{DC}} = 0$ (blaue Linie) drei Messungen bei $j_{\text{DC}} = 1.02 \text{ MA m}^{-2}$ bei $T_{\text{Kryo}} = 6.67 \text{ K}$, 6.69 K und 6.71 K (graue, rote und schwarze Linie) gezeigt. Die rote Linie ist für betragsmäßig große Magnetfelder sowie bei $H = 0$ deckungsgleich zur blauen Linie. Es wird daher angenommen,

dass die Probertemperaturen bei beiden Messungen gleich sind. Die Kurven bei den ± 20 mK anderen Temperaturen (graue und schwarze Linie) weichen in allen Feldbereichen deutlich von der Kurve bei $j_{\text{DC}} = 0$ (blaue Linie) ab. Daher wird davon ausgegangen, dass die Probertemperaturen anders als bei der Nullstrommessung sind. Die Empfindlichkeit der resultierenden Probertemperatur bereits auf kleine Änderungen der Kryostatentemperatur zeigt, dass die Temperatureinstellung sehr sorgfältig durchgeführt werden muss, um vergleichbare Daten auch bei $j_{\text{DC}} > 0$ zu erhalten.

Zur weiteren Diskussion der Heizeffekte zeigt Abb. 2.8(a) die durch die Probe bei $\mu_0 H = -1$ T verursachte Heizleistung und Abb. 2.8(b) die für eine konstante Probertemperatur von $T_{\text{P}} = 7$ K einzustellende Kryostatentemperatur T_{Kryo} in Abhängigkeit von j_{DC} . Die Linien sind quadratische Anpassungen an die Daten.

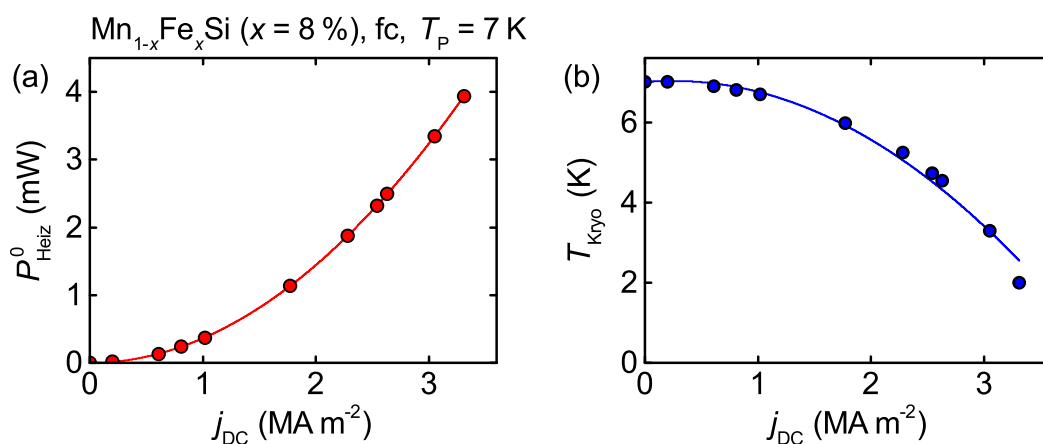


Abb. 2.8: (a) Heizleistung der Probe bei $\mu_0 H = -1$ T in Abhängigkeit von j_{DC} . (b) Für eine konstante Probertemperatur von $T_{\text{P}} = 7$ K einzustellende Kryostatentemperatur T_{Kryo} in Abhängigkeit von j_{DC} . Die Linien sind quadratische Anpassungen an die Daten.

Die Heizleistung steigt, wie durch Gleichung (2.2) beschrieben, quadratisch mit j_{DC} an. Um diesen Anstieg der Heizleistung zu kompensieren, muss für eine konstante Probertemperatur T_{P} die Kryostatentemperatur T_{Kryo} reduziert werden. Da die einzustellende Kryostatentemperatur ebenso quadratisch von j_{DC} abhängt, kann die Änderung der Temperatur im betrachteten Parameterbereich als direkt proportional zur Heizleistung angenommen werden.

(b) Magnetfeldabhängigkeit der Heizleistung

Die durch die Probe verursachte Heizleistung hängt, wie durch Gleichung (2.2) beschrieben, auch von ihrem Längswiderstand ab. Der Längswiderstand der Probe hängt wiederum vom externen Magnetfeld ab. Folglich ändert sich auch die durch die Probe verursachte Heizleistung in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes.

Zur weiteren Diskussion wird die Heizleistung durch die Probe P_{Heiz} als Teil P_{Heiz}^0 ($\mu_0 H = -1$ T) an der Stelle $\mu_0 H = -1$ T und als magnetfeldabhängige Abweichung $\Delta P_{\text{Heiz}}(\mu_0 H)$ hiervon geschrieben:

$$P_{\text{Heiz}} = \rho_{xx} \cdot l \cdot A \cdot j_{\text{DC}}^2 = [\rho_{xx}(\mu_0 H = -1 \text{ T}) + \Delta \rho_{xx}(\mu_0 H)] \cdot l \cdot A \cdot j_{\text{DC}}^2 \quad (2.3)$$

$$= P_{\text{Heiz}}^0(\mu_0 H = -1 \text{ T}) + \Delta P_{\text{Heiz}}(\mu_0 H) \quad (2.4)$$

Hierzu wurde der Längswiderstand $\rho_{xx}(\mu_0 H)$ als Teil $\rho_{xx}(\mu_0 H = -1$ T) an der Stelle $\mu_0 H = -1$ T und als magnetfeldabhängige Abweichung $\Delta \rho_{xx}(\mu_0 H)$ hiervon geschrieben:

$$\Delta \rho_{xx}(\mu_0 H) = \rho_{xx}(\mu_0 H) - \rho_{xx}(\mu_0 H = -1 \text{ T}) \quad (2.5)$$

Die Abbildungen 2.9(a) bzw. (b) zeigen die Änderungen der Heizleistung verglichen zur Heizleistung bei $\mu_0 H = -1$ T in absoluten bzw. relativen Werten in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes.

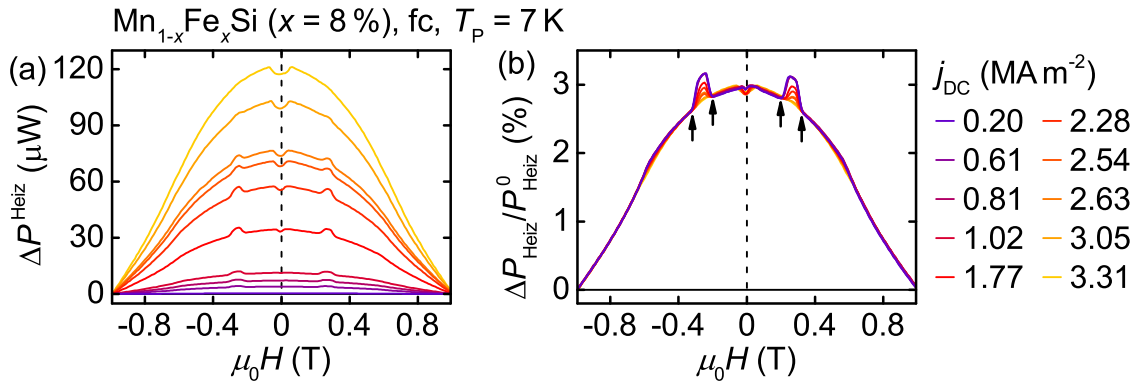


Abb. 2.9: Änderung der Heizleistung im Vergleich zur Heizleistung bei $\mu_0 H = -1$ T von Mn_{1-x}Fe_xSi ($x = 8$ %) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. (a) In absoluten Einheiten. (b) In relativen Einheiten. Die schwarzen Pfeile markieren den Bereich der SkX-Phase.

Die Änderung der Heizleistung ist proportional zur Änderung des Längswiderstands (vgl. Abschnitt 4.1.2) und zu j_{DC}^2 . Somit steigt sie für betragsmäßig fallende Felder von $|\mu_0 H| = 1$ T bis $H = 0$ im Wesentlichen an. Die relative Änderung der Heizleistung ist im Wesentlichen unabhängig von der angelegten DC-Stromdichte j_{DC} und beträgt maximal 3 %. Bei der höchsten untersuchten DC-Stromdichte entspricht dies etwa 120 μW . Die Abhängigkeit der relativen Heizleistung im Bereich der SkX-Phase von j_{DC} (vgl. schwarze Pfeile) wird durch Effekte des DC-Stroms auf den Längswiderstand verursacht (vgl. Kapitel 4).

Diese Änderung der Heizleistung in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes könnte, falls die Kühlleistung des Kryostaten nicht ausreichend groß ist, zu einer Änderung der Proben temperatur in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes führen. Dadurch wäre eine Messung bei $j_{\text{DC}} > 0$ wegen der magnetfeldabhängigen Proben temperatur nicht mit einer Messung bei $j_{\text{DC}} = 0$ mit konstanter, magnetfeldunabhängiger Proben temperatur vergleichbar.

(c) Magnetfeldabhängigkeit der Probentemperatur

Im Folgenden wird gezeigt, dass die Probentemperatur bei den Messungen für $j_{DC} > 0$ keine signifikante Magnetfeldabhängigkeit aufweist. Dazu werden zunächst Differenzen zwischen charakteristischen Punkten im Längswiderstand in Abhängigkeit von j_{DC} analysiert.

Die Abbildungen 2.10(a) bzw. (b) zeigen den Längswiderstand in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $j_{DC} = 0$ bzw. bei $j_{DC} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$. Durch den schwarzen Pfeil ist jeweils die Differenz zwischen $\rho_{xx}(\mu_0 H = -1 \text{ T})$ und $\rho_{xx}(\mu_0 H = -\mu_0 H_{c1})$ markiert. Der graue Pfeil markiert jeweils die Differenz zwischen $\rho_{xx}(\mu_0 H = -1 \text{ T})$ und $\rho_{xx}(H = 0)$. Diese Differenzen $\Delta\rho_{xx}$ und ihre Änderungen $\Delta(\Delta\rho_{xx})$ durch j_{DC} sind in Tabelle 2.5 aufgeführt.

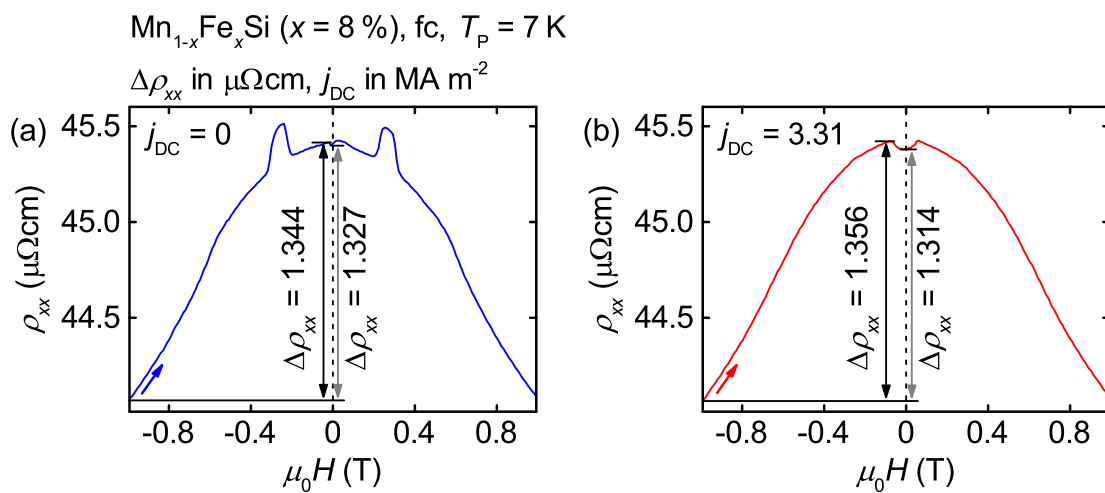


Abb. 2.10: Längswiderstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. (a) Bei $j_{DC} = 0$. (b) Bei $j_{DC} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$. Die schwarzen und grauen Pfeile markieren Differenzen des Widerstands zwischen charakteristischen Punkten. Der blaue Pfeil und der rote Pfeil geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

$\mu_0 H_1$	$\mu_0 H_2$		$j_{DC} = 0$	$j_{DC} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$	$\Delta(\Delta\rho_{xx})$ ($\mu\Omega\text{cm}$)
-1 T	$-\mu_0 H_{c1}$	$\Delta\rho_{xx}$ ($\mu\Omega\text{cm}$)	1.344	1.356	0.013
-1 T	0	$\Delta\rho_{xx}$ ($\mu\Omega\text{cm}$)	1.327	1.314	0.012

Tabelle 2.5: Differenzen des Längswiderstands $\Delta\rho_{xx}$ zwischen charakteristischen Punkten bei $j_{DC} = 0$ und $j_{DC} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$ und ihre Änderungen $\Delta(\Delta\rho_{xx})$ mit j_{DC} .

Zur Bestimmung der Temperaturänderung aus den Änderungen des Längswiderstands zeigt Abb. 2.11 die Temperaturabhängigkeit des Längswiderstands bei $H = 0$ (blaue Symbole) und bei $\mu_0 H = -1 \text{ T}$ (rote Symbole). Die Punkte wurden aus einem

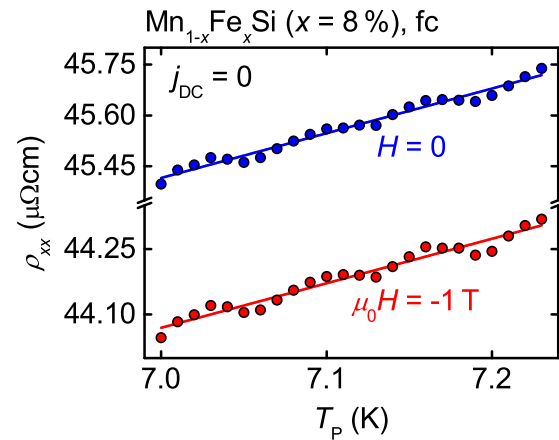
Satz magnetfeldabhängiger Messungen bei unterschiedlichen Probertemperaturen bestimmt. Die Linien sind lineare Anpassungen an die Daten:

$$\rho_{xx}^{\mu_0 H = -1 \text{ T}}(T) = 1.0220 \mu\Omega\text{cm}/\text{K} \cdot T + 36.915 \mu\Omega\text{cm} \quad (2.6)$$

$$\rho_{xx}^{H=0}(T) = 1.3192 \mu\Omega\text{cm}/\text{K} \cdot T + 36.181 \mu\Omega\text{cm} \quad (2.7)$$

Aus den Steigungen folgt eine Temperaturänderung von $0.9785 \text{ K } \mu\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ bei $\mu_0 H = -1 \text{ T}$ und von $0.7580 \text{ K } \mu\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ bei $H = 0$. Die maximale Änderung der Differenzen des Längswiderstands $\Delta(\Delta\rho_{xx}) = 0.013 \mu\Omega\text{cm}$ entspricht damit einer maximalen Änderung der Probertemperatur von 12.72 mK während einer magnetfeldabhängigen Messung. Diese maximale Änderung der Probertemperatur durch Effekte joulescher Wärme hat die gleiche Größenordnung wie die intrinsische Temperaturstabilität des Kryostaten und kann daher vernachlässigt werden.

Abb. 2.11: Längswiderstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) bei $j_{\text{DC}} = 0$ in Abhängigkeit der Temperatur bei $H = 0$ (blaue Symbole) und bei $\mu_0 H = -1 \text{ T}$ (rote Symbole). Die Linien sind lineare Anpassungen an die Daten.



Im Weiteren werden zum Ausschluss einer Magnetfeldabhängigkeit der Probertemperatur bei hohen DC-Strömen gemessene Daten mit zwei Datensätzen bei $j_{\text{DC}} = 0$ verglichen. Ein Datensatz bei $j_{\text{DC}} = 0$ ist bei konstanter Probertemperatur gemessen, der andere Datensatz wurde aus mehreren Messungen bei $j_{\text{DC}} = 0$ derart interpoliert, dass er die bei unzureichender Kühlleistung zu erwartende Magnetfeldabhängigkeit der Probertemperatur berücksichtigt.

Bei $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$ verursacht die joulesche Wärme der Probe, wie in Abb. 2.8(a) gezeigt, eine Heizleistung von $P_{\text{Heiz}}^0 = 3.34 \text{ mW}$. Für eine im Vergleich zur Messung mit $j_{\text{DC}} = 0$ konstante Probertemperatur wurde die Kryostatentemperatur, wie in Abb. 2.8(b) dargestellt, um 3.7 K abgesenkt. In der Beschreibung von Abb. 2.8 wurde gezeigt, dass die Änderung der Temperatur und die Heizleistung proportional zueinander sind. Somit kann aus der Abhängigkeit der Heizleistung vom externen Magnetfeld (vgl. Abb. 2.9) die zu erwartende Änderung der Probertemperatur ΔT_p in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes, gezeigt in Abb. 2.12, bestimmt werden.

Zur Interpolation des Längs- und Hall-Widerstands unter Berücksichtigung einer magnetfeldabhängigen Probertemperatur wurden der Längs- und Hall-Widerstand

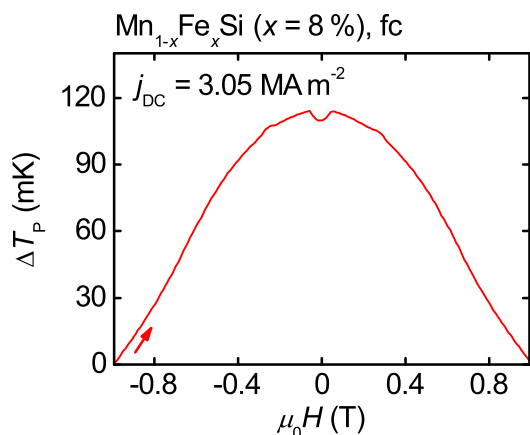


Abb. 2.12: Bei unzureichender Kühlleistung zu erwartende Magnetfeldabhängigkeit der Proben­temperatur von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) bei $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$. Der rote Pfeil gibt die Richtung der Magnetfeldänderung an.

in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $j_{\text{DC}} = 0$ für Temperaturen zwischen $T_P = 7 \text{ K}$ und 7.23 K in Schritten von 10 mK gemessen.

Die Abbildungen 2.13(a) bzw. (b) zeigen den Längs- bzw. Hall-Widerstand in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes wie gemessen bei $j_{\text{DC}} = 0$ (blaue Linie) und bei $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$ (gelbe Linie) sowie interpoliert unter Berücksichtigung der zuvor besprochenen magnetfeldabhängigen Proben­temperatur bei $j_{\text{DC}} = 0$ (grüne Linie).

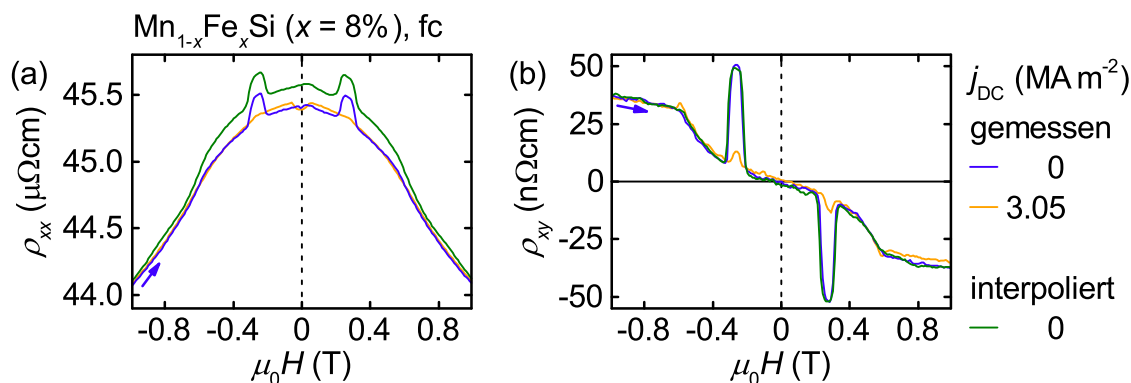


Abb. 2.13: Abhängigkeit des Widerstands vom externen Magnetfeld. Gemessene Daten bei $j_{\text{DC}} = 0$ (blaue Linie) und $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$ (gelbe Linie). Interpolierte Daten mit magnetfeldabhängiger Proben­temperatur bei $j_{\text{DC}} = 0$ (grüne Linie). (a) Längswiderstand. (b) Hall-Widerstand. Die blauen Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

Die bei $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$ und $j_{\text{DC}} = 0$ gemessenen Längswiderstände sind in der feldpolarisierten und angrenzenden konischen Phase sowie bei $H = 0$ deckungsgleich. Der bei $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$ gemessene und der bei $j_{\text{DC}} = 0$ interpolierte Längswiderstand weichen bereits in der feldpolarisierten Phase voneinander ab. In der angrenzenden konischen Phase bis $H = 0$ nimmt die Abweichung kontinuierlich zu.

Der bei $j_{DC} = 0$ gemessene und der für $j_{DC} = 0$ interpolierte Hall-Widerstand sind im gesamten Feldbereich im Wesentlichen deckungsgleich, da der Hall-Widerstand im betrachteten Parameterbereich keine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit besitzt.

Diese Beobachtungen lassen darauf schließen, dass die Proben temperatur in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) auch bei $j_{DC} > 0$ keine signifikante Abhängigkeit vom externen Magnetfeld aufweist und daher während magnetfeldabhängiger Messungen hinreichend konstant ist.

(d) Temperaturkorrektur bei $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Proben anderer Eisenkonzentration

Es wurde im vorherigen Teilabschnitt gezeigt, dass durch die zuvor beschriebene Temperaturkorrektur die Proben temperatur während magnetfeldabhängiger Messungen an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) hinreichend konstant ist. Im Folgenden wird besprochen, welche Schwierigkeiten sich bei der Anwendung dieser Temperaturkorrektur bei $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 0, 2\%, 4\%$ und 6%) ergeben haben. Hierzu zeigt Abb. 2.14 den Längswiderstand dieser Proben jeweils bei $j_{DC} = 0$ und bei $j_{DC} > 0$. Bei den Messungen mit $j_{DC} > 0$ wurde die zuvor besprochene Temperaturkorrektur angewandt.

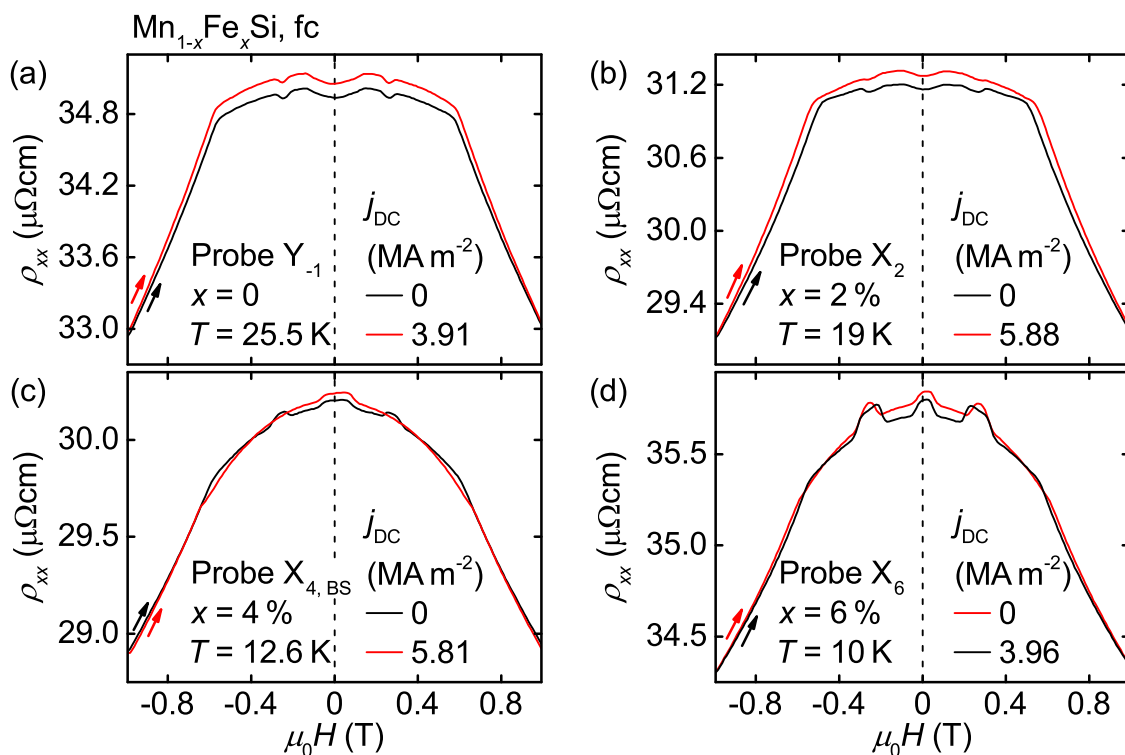


Abb. 2.14: Längswiderstand in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $j_{DC} = 0$ (schwarze Linien) und $j_{DC} > 0$ (rote Linien). (a) MnSi -Probe Y_{-1} . (b) $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe X_2 . (c) $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe $X_{4,BS}$. (d) $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe X_6 . Die schwarzen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

Der Längswiderstand bei $\mu_0 H = -1$ T ist durch die angewandte Temperaturkorrektur bei allen Proben für $j_{\text{DC}} = 0$ und $j_{\text{DC}} > 0$ jeweils gleich. Bei den Proben Y₋₁ und X₂ weicht der Längswiderstand für $j_{\text{DC}} > 0$ zwischen $\mu_0 H = -1$ T und $H = 0$ zunehmend vom Widerstand bei $j_{\text{DC}} = 0$ ab. Bei den Proben X_{4, BS} bzw. X₆ weicht der Längswiderstand für $j_{\text{DC}} > 0$ zwischen mittleren Magnetfeldern und $H = 0$ deutlich vom Widerstand bei $j_{\text{DC}} = 0$ ab. Insbesondere weichen die Widerstände um $H = 0$ stark voneinander ab.

Diese Beobachtungen sind ähnlich zu den zuvor, in Zusammenhang mit einer magnetfeldabhängigen Probentemperatur in Mn_{1-x}Fe_xSi ($x = 8\%$), besprochenen Effekten und lassen darauf schließen, dass die Probentemperatur während magnetfeldabhängiger Messungen an Mn_{1-x}Fe_xSi ($x = 0, 2\%, 4\%$ und 6%) bei $j_{\text{DC}} > 0$ nicht konstant ist.

2.4.3 Effekte von Oersted-Feldern auf Phasengrenzen

Der an eine Probe angelegte DC-Strom verursacht magnetische Oersted-Felder. In Abb. 2.15 ist schematisch eine Probe der Breite b und Dicke d mit einem angelegten DC-Strom j_{DC} dargestellt. Durch den Stromfluss ergeben sich Oersted-Felder in der gezeigten Ebene des Probenquerschnitts. Exemplarisch sind die vier größten Komponenten am Rand der Probe eingezeichnet.

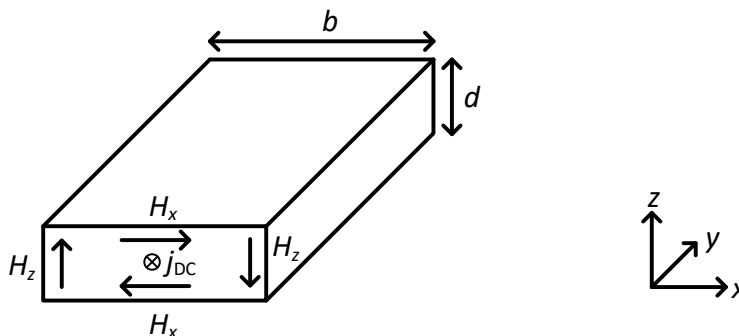


Abb. 2.15: Schematische Darstellung einer Probe der Breite b und Dicke d mit angelegter DC-Stromdichte j_{DC} . Exemplarisch sind die Komponenten H_z und H_x der auftretenden Oersted-Felder eingezeichnet.

Bei Wahl des Koordinatenursprungs in der Mitte der Querschnittsfläche gilt für die Komponenten der Oersted-Felder

$$\mu_0 H_z = \mu_0 \cdot j_{\text{DC}} \cdot x \quad (2.8)$$

$$\mu_0 H_x = \mu_0 \cdot j_{\text{DC}} \cdot z \quad (2.9)$$

mit den Abständen x und z von der Probenmitte [193]. Die Beträge der Oersted-Felder wachsen linear mit dem Abstand von der Probenmitte an. Für die im Rahmen dieser Dissertation untersuchte Mn_{1-x}Fe_xSi-Probe X₈ (vgl. Kapitel 4) ergeben sich am

Rand der Probe bei der größten untersuchten DC-Stromdichte $j_{\text{DC}} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$ die Komponenten $|\mu_0 H_z| = 2.1 \text{ mT}$ bzw. $|\mu_0 H_x| = 0.5 \text{ mT}$.

Grundsätzlich könnten die Komponenten H_x des Oersted-Feldes bei kleinen externen Magnetfeldern eine Verkipfung des effektiv auf die Probe wirkenden Magnetfeldes verursachen. Durch den im Vergleich zu den Feldskalen in den untersuchten Systemen geringen maximalen Betrag dieser Komponenten der Oersted-Felder von $|\mu_0 H_x| = 0.5 \text{ mT}$ können derartige Effekte jedoch vernachlässigt werden.

Die Abhängigkeit der Komponenten H_z von der Koordinate x führt zu einer Feldverteilung über die Breite der Probe. Dies könnte grundsätzlich zur Folge haben, dass die Phasengrenzen bei $j_{\text{DC}} > 0$ an verschobenen Feldwerten bestimmt werden und sich daher eine vermeintliche Abhängigkeit der Phasengrenzen von j_{DC} ergibt. Im Folgenden kann jedoch demonstriert werden, dass derartige Effekte die experimentellen Ergebnisse nicht beeinflussen.

Die Richtung von j_{DC} bestimmt die Richtung der Oersted-Felder. Die magnetfeldabhängigen Messungen im Rahmen dieser Dissertation wurden, wie in Abb. 2.16(a) skizziert, mit j_{DC} in positiver Richtung durchgeführt. Falls sich die Oersted-Felder auf die Position der Phasengrenzen auswirken würden, müssten die Phasengrenzen bei Änderung der Stromrichtung bei anderen Feldwerten beobachtet werden.

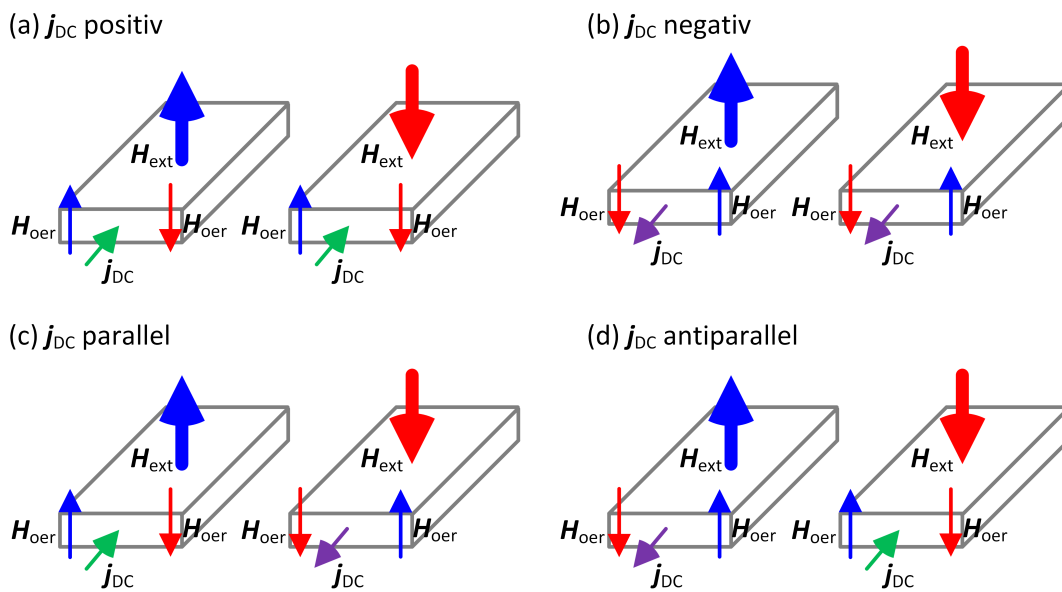


Abb. 2.16: Konfigurationen von DC-Strom j_{DC} und externem Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} mit den auftretenden Oersted-Feldern \mathbf{H}_{oer} . (a) j_{DC} positiv. (b) j_{DC} negativ. (c) j_{DC} parallel zu \mathbf{H}_{ext} . (d) j_{DC} antiparallel zu \mathbf{H}_{ext} .

Zur Untersuchung, ob die auftretenden Oersted-Felder Einfluss auf die beobachteten Positionen der Phasengrenzen haben, wurden magnetfeldabhängige Messungen mit $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$ in weiteren Konfigurationen von DC-Strom und externem

Magnetfeld, wie in den Abbildungen 2.16(b)-(d) skizziert, durchgeführt: (b) \mathbf{j}_{DC} in negativer Richtung, (c) \mathbf{j}_{DC} parallel zu \mathbf{H} und (d) \mathbf{j}_{DC} antiparallel zu \mathbf{H} .

In Abb. 2.17 ist der Längswiderstand an den Phasenübergängen $-H_{c1}$ und H_{c1} bzw. der Hall-Widerstand an den Phasenübergängen $-H_{c2}$ und H_{c2} bei $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$ für die verschiedenen Konfigurationen von DC-Strom und externem Magnetfeld gezeigt. Jeder der gezeigten Phasenübergänge wird unabhängig von der Konfiguration jeweils bei demselben Magnetfeldwert beobachtet. Folglich haben Oersted-Felder im untersuchten Parameterbereich keinen direkten Einfluss auf die experimentell beobachteten Phasengrenzen.

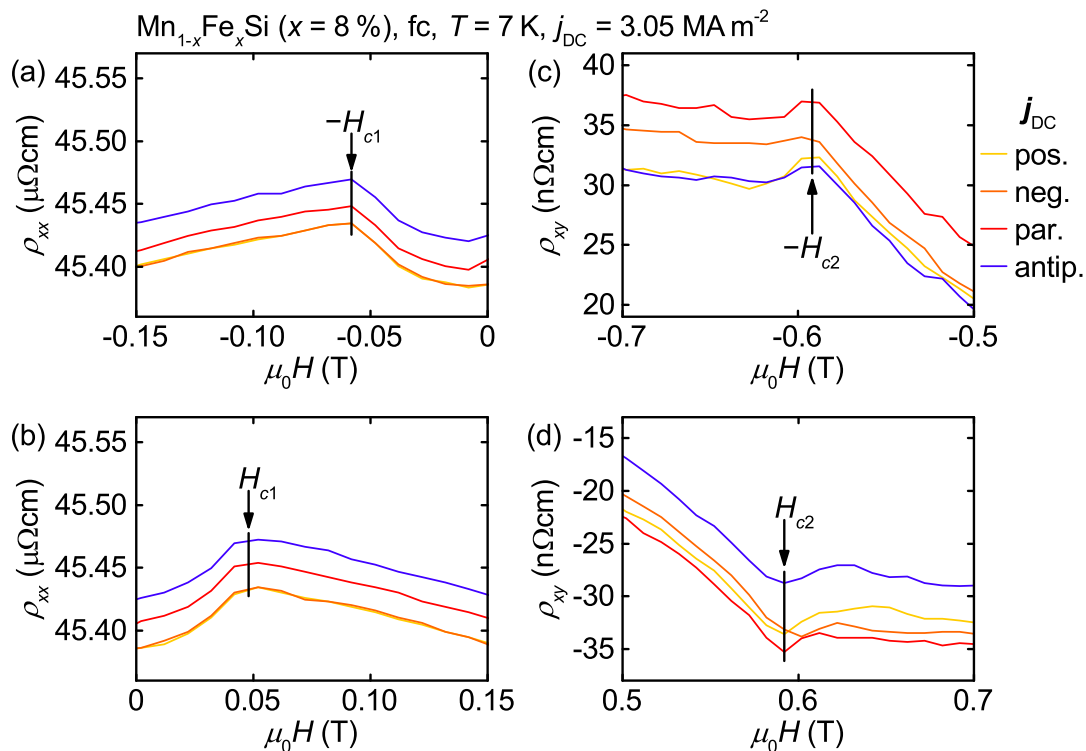


Abb. 2.17: Widerstand von Mn_{1-x}Fe_xSi ($x = 8\%$) bei verschiedenen Konfigurationen von DC-Strom und externem Magnetfeld (vgl. Abb. 2.16) bei $j_{\text{DC}} = 3.05 \text{ MA m}^{-2}$. (a), (b) Längswiderstand bei $-H_{c1}$ und H_{c1} . (c), (d) Hall-Widerstand bei $-H_{c2}$ und H_{c2} .

2.5 Datenauswertung

Bei den Transportmessungen wurden die longitudinale Spannung U_{long} und die transversale Spannung U_{trans} aufgenommen (vgl. Abschnitt 2.3.1). Da die Kontakte zum Spannungsabgriff nicht perfekt gegenüber liegend positioniert sind (vgl. Abschnitt 2.1), weist die longitudinale Spannung einen Anteil des transversalen Signals und die transversale Spannung einen Anteil des longitudinalen Signals auf. Die

Auswertung der Daten wird im Folgenden exemplarisch für magnetfeldabhängige Messungen an MnSi-Dünnsfilm $Y_{50, P2}$ gezeigt.

Messgrößen in Standard-Hall-Geometrie sind im Folgenden durch hochgestelltes HE und Messgrößen in planarer Hall-Geometrie durch hochgestelltes PHE gekennzeichnet. Bei steigendem bzw. fallendem Magnetfeld gemessene Größen werden durch hochgestellte \uparrow bzw. \downarrow gekennzeichnet.

2.5.1 Messungen in Standard-Hall-Geometrie

Bei Messungen in Standard-Hall-Geometrie steht das Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche. Die Längsspannung U_{xx}^{HE} ist symmetrisch und die Querspannung U_{xy}^{HE} antisymmetrisch bezüglich Magnetfeldumkehr. Zur Bestimmung der Längs- und Querspannung wurden die magnetfeldabhängigen Daten sowohl mit steigendem als auch mit fallendem Magnetfeld und die temperaturabhängigen Daten sowohl bei positivem als auch negativem Magnetfeld aufgenommen.

In den Abbildungen 2.18(a) bzw. (b) sind exemplarisch die gemessenen longitudinalen bzw. transversalen Spannungen von MnSi-Dünnsfilm $Y_{50, P2}$ in Abhängigkeit des steigenden und fallenden externen Magnetfeldes gezeigt.

Die bei fallendem Magnetfeld gemessenen Spannungen werden, wie in den Abbildungen 2.18(c) bzw. (d) dargestellt, an $H = 0$ gespiegelt. Bei der Symmetrisierung der Längsspannungen, wie durch Gleichung (2.10) beschrieben, und Antisymmetrisierung der Transversalspannungen, wie durch Gleichung (2.11) beschrieben, bezüglich des Magnetfeldes werden Daten bei gleichem Magnetfeldbetrag verrechnet.

$$U_{xx}^{\text{HE}}(H) = \frac{1}{2} \left[U_{\text{long}}^{\text{HE}, \uparrow} (+H) + U_{\text{long}}^{\text{HE}, \downarrow} (-H) \right] \quad (2.10)$$

$$U_{xy}^{\text{HE}}(H) = \frac{1}{2} \left[U_{\text{trans}}^{\text{HE}, \uparrow} (+H) - U_{\text{trans}}^{\text{HE}, \downarrow} (-H) \right] \quad (2.11)$$

Die symmetrisierte Längsspannung $U_{xx}^{\text{HE}}(H)$ ist in Abb. 2.18(e) und die antisymmetrisierte Querspannung $U_{xy}^{\text{HE}}(H)$ in Abb. 2.18(f) gezeigt.

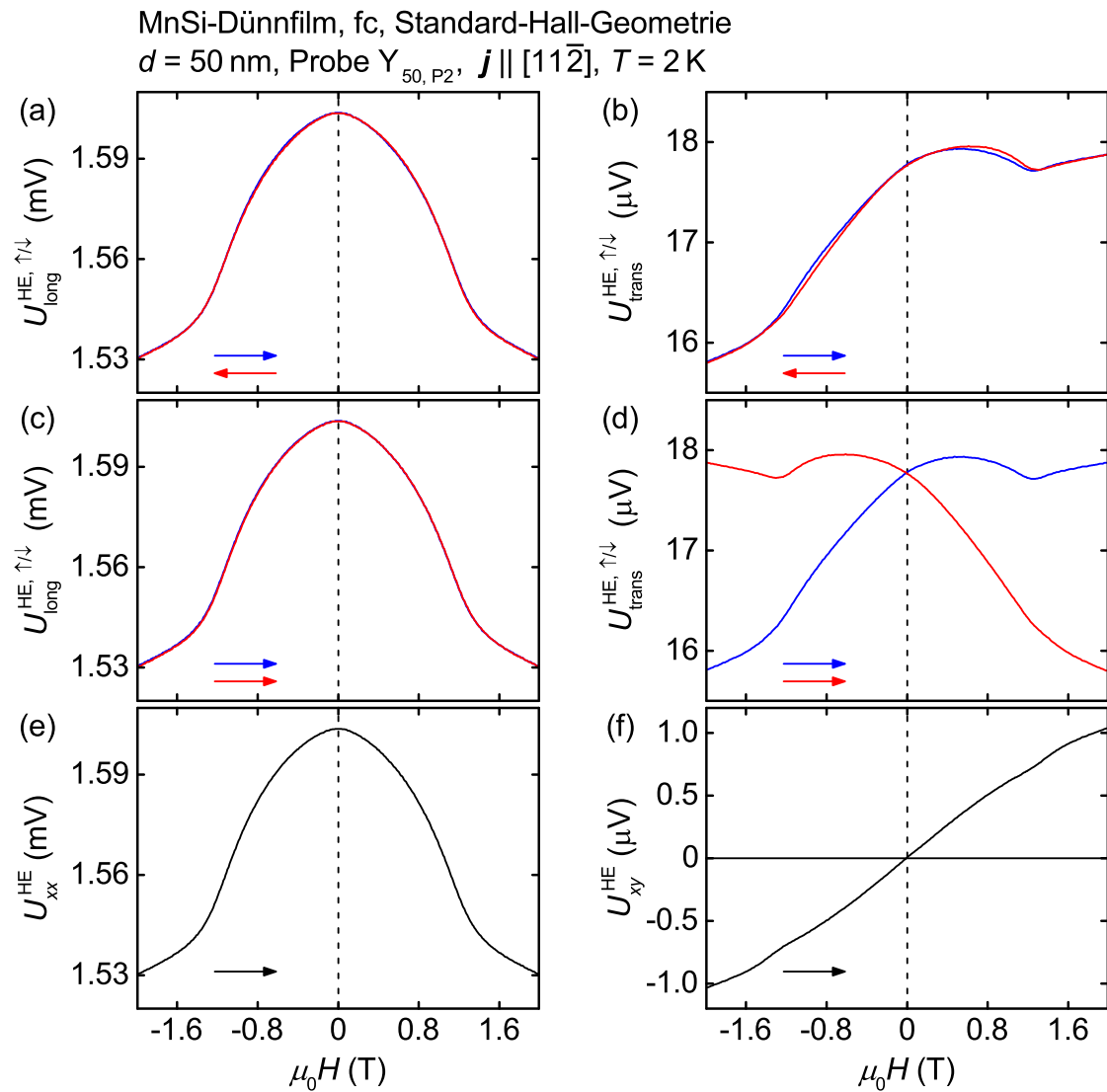


Abb. 2.18: Bestimmung der symmetrisierten Längsspannung U_{xx}^{HE} bzw. der antisymmetrisierten Querspannung U_{xy}^{HE} am Beispiel von MnSi-Dünnsfilm $Y_{50, P2}$. (a), (b) Longitudinale und transversale Spannungen in Abhängigkeit von steigendem und fallendem Magnetfeld. (c), (d) Longitudinale und transversale Spannungen in Abhängigkeit von steigendem Magnetfeld. (e), (f) Symmetrisierte Längsspannung und antisymmetrisierte Querspannung in Abhängigkeit von steigendem Magnetfeld. Die Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

2.5.2 Messungen in planarer Hall-Geometrie

Bei Messungen in planarer Hall-Geometrie steht das externe Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche. Sowohl die Längsspannung U_{xx}^{PHE} als auch die Querspannung U_{xy}^{PHE} sind symmetrisch bezüglich Magnetfeldumkehr. Zusätzlich ist die Symmetrie bezüglich des Winkels θ zwischen dem Messstrom und dem externen Magnetfeld zu beachten. Die Längsspannung ist symmetrisch und die Querspannung antisymmetrisch bezüglich Umkehr des Winkels θ .

In den Abbildungen 2.19(a) bzw. (b) sind exemplarisch die bei den Winkeln $\theta = \pm 45^\circ$ gemessenen longitudinalen bzw. transversalen Spannungen in Abhängigkeit des steigenden und fallenden externen Magnetfeldes gezeigt.

Bei der Symmetrisierung der longitudinalen Spannungen, wie durch Gleichung (2.12) beschrieben, bzw. Antisymmetrisierung der transversalen Spannungen, wie durch Gleichung (2.13) beschrieben, bezüglich des Winkels θ werden Spannungen bei positivem und negativem Winkel bei gleichen Magnetfeldwerten verrechnet.

$$U_{xx}^{\text{PHE}, \uparrow/\downarrow}(H) = \frac{1}{2} \left[U_{\text{long}}^{\text{PHE}, \uparrow/\downarrow, +45^\circ}(H) + U_{\text{long}}^{\text{PHE}, \uparrow/\downarrow, -45^\circ}(H) \right] \quad (2.12)$$

$$U_{xy}^{\text{PHE}, \uparrow/\downarrow}(H) = \frac{1}{2} \left[U_{\text{trans}}^{\text{PHE}, \uparrow/\downarrow, +45^\circ}(H) - U_{\text{trans}}^{\text{PHE}, \uparrow/\downarrow, -45^\circ}(H) \right] \quad (2.13)$$

Die sich ergebenden Spannungen in Abhängigkeit des steigenden und fallenden Magnetfeldes sind in den Abbildungen 2.19(c) bzw. (d) gezeigt. Wie in den Abbildungen 2.19(e) bzw. (f) dargestellt, werden die bei fallendem Magnetfeld gemessenen Daten an $H = 0$ gespiegelt. Bei der Symmetrisierung der longitudinalen und transversalen Spannungen bezüglich des Magnetfeldes werden, wie durch die Gleichungen (2.14) und (2.15) beschrieben, Daten bei gleichem Magnetfeldbetrag verrechnet.

$$U_{xx}^{\text{PHE}}(H) = \frac{1}{2} \left[U_{\text{long}}^{\text{PHE}, \uparrow}(+H) + U_{\text{long}}^{\text{PHE}, \downarrow}(-H) \right] \quad (2.14)$$

$$U_{xy}^{\text{PHE}}(H) = \frac{1}{2} \left[U_{\text{trans}}^{\text{PHE}, \uparrow}(+H) + U_{\text{trans}}^{\text{PHE}, \downarrow}(-H) \right] \quad (2.15)$$

Die sich ergebende Längsspannung U_{xx}^{PHE} ist in Abb. 2.19(g) und die sich ergebende Querspannung U_{xy}^{PHE} in Abb. 2.19(h) gezeigt.

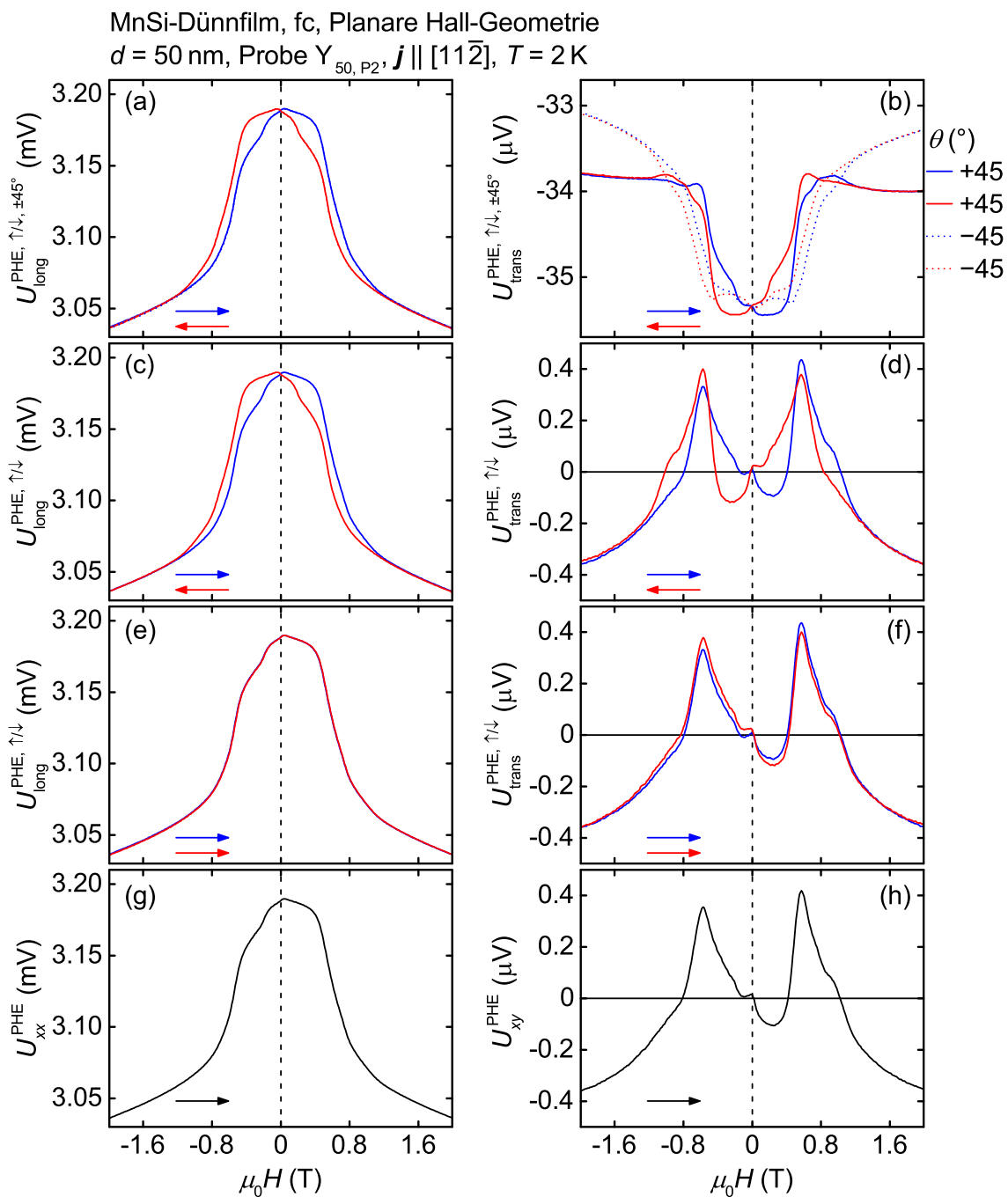


Abb. 2.19: Bestimmung der Längsspannung U_{xx}^{PHE} bzw. der Querspannung U_{xy}^{PHE} durch Symmetrisierung bzw. Antisymmetrisierung am Beispiel von MnSi-Dünnsfilm $Y_{50, P2}$. (a), (b) Longitudinale und transversale Spannung in Abhängigkeit von steigendem und fallendem Magnetfeld bei $\theta = \pm 45^\circ$. (c), (d) Bezüglich θ symmetrisierte bzw. antisymmetrisierte longitudinale bzw. transversale Spannungen in Abhängigkeit von steigendem und fallendem Magnetfeld. (e), (f) Longitudinale und transversale Spannungen in Abhängigkeit von steigendem Magnetfeld. (g), (h) Symmetrisierte Längs- und Querspannung. Die Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

2.5.3 Berechnung spezifischer Widerstände

Die Längs- und Querspannungen $U_{xx}^{\text{HE/PHE}}$ und $U_{xy}^{\text{HE/PHE}}$ hängen von der Geometrie der Probe, dem Messstrom sowie dem Verstärkungsfaktor der ggf. verwendeten Transformatoren (vgl. Abschnitt 2.3) ab. Die Daten können unabhängig von diesen Größen und damit vergleichbar gemacht werden, indem sie in spezifische Widerstände umgerechnet werden. Hierzu werden der longitudinale Geometriefaktor F_{xx} und der transversale Geometriefaktor F_{xy}

$$F_{xx} = \frac{1}{I_{\text{AC}}^{\text{RMS}}} \frac{1}{N} \frac{b \cdot d}{l_{xx}} \quad (2.16)$$

$$F_{xy} = \frac{1}{I_{\text{AC}}^{\text{RMS}}} \frac{1}{N} \frac{b \cdot d}{l_{xy}} \quad (2.17)$$

mit dem Effektivwert des Messstroms $I_{\text{AC}}^{\text{RMS}}$ und dem Windungsverhältnis der Transformatoren N definiert (vgl. Tabellen 2.2 und 2.3). Bei den Abmessungen b , d , l_{xx} und l_{xy} wird auf die in Abb. 2.2 eingeführte Geometrie Bezug genommen.

Die spezifischen Längs- und Hall-Widerstände werden unabhängig von ihrer Temperatur- und Feldabhängigkeit sowie unabhängig von der Hall-Geometrie berechnet:

$$\rho_{xx}^{\text{HE/PHE}} = F_{xx} \cdot U_{xx}^{\text{HE/PHE}} \quad (2.18)$$

$$\rho_{xy}^{\text{HE/PHE}} = F_{xy} \cdot U_{xy}^{\text{HE/PHE}} \quad (2.19)$$

2.5.4 Korrektur magnetfeldabhängiger Messungen

Die in den Kapiteln 4 und 5 gezeigten magnetfeldabhängigen Daten wurden als stufenförmige Rampen (vgl. Abschnitt 2.2.1) mit einer Wartezeit von 20 s nach dem Anfahren des Feldwertes und einer Integrationsdauer der Lock-in-Verstärker von 10 s aufgenommen.

In den Abbildungen 2.20(a) bzw. (b) sind die aufgenommenen Longitudinal- bzw. Transversalspannungen exemplarisch für eine Messung an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe X_8 jeweils für steigende (blaue Linien) und fallende Feldbeträge (rote Linien) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes gezeigt. Es wurde erst die Feldrampe von $\mu_0 H = -1 \text{ T}$ bis $+1 \text{ T}$ und nach einer Wartezeit von 2 min die Feldrampe von $\mu_0 H = +1 \text{ T}$ bis -1 T aufgenommen. Es ist zu erwarten, dass die aufgenommenen Longitudinal- und Transversalspannungen für steigende und fallende Feldbeträge bei $\mu_0 H = +1 \text{ T}$ jeweils gleich sind. Die Longitudinal- und Transversalspannung springen zwischen den beiden Feldrampen jedoch zu anderen Werten.

Dieses Verhalten kann in Zusammenhang damit erklärt werden, dass die Integrationsdauer der Lock-in-Verstärker von 10 s im Vergleich zur Wartezeit nach dem Anfahren des Feldwertes von 20 s kurz ist. Dadurch erscheinen die von den Lock-in-Verstärkern

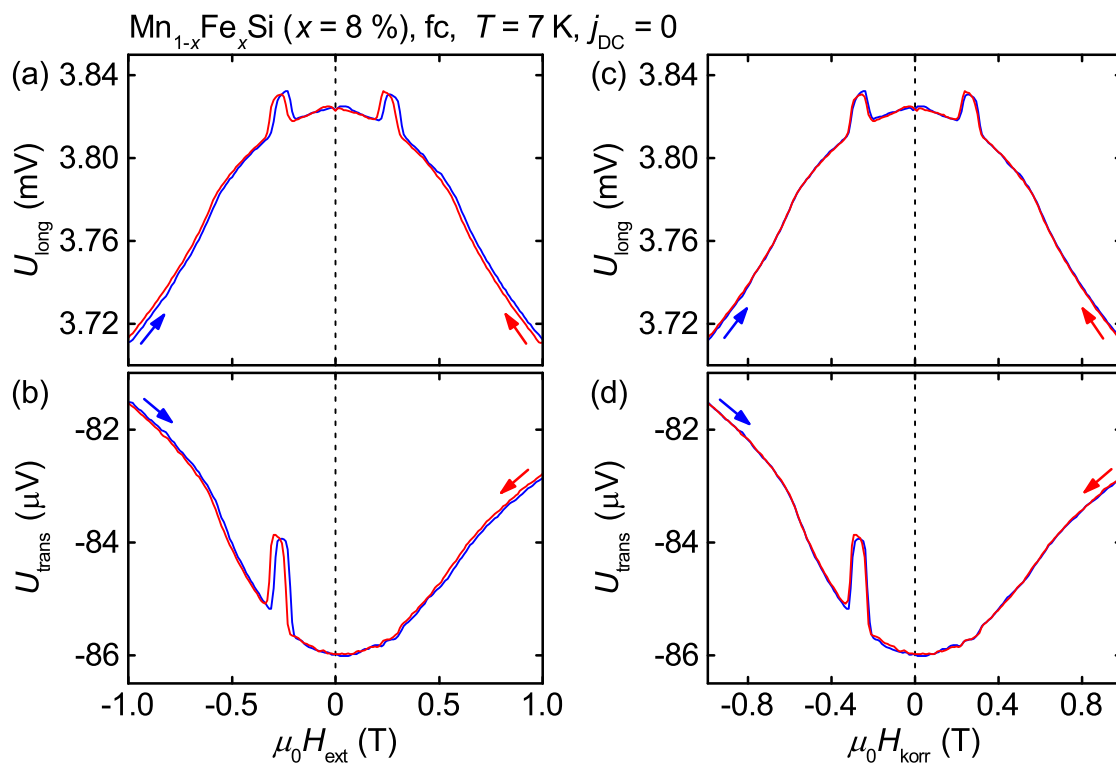


Abb. 2.20: In $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) abfallende Longitudinal- und Transversalspannung. (a), (b) In Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. (c), (d) In Abhängigkeit des um $\mu_0 \Delta H = \pm 8\text{ mT}$ verschobenen Magnetfeldes zur Korrektur von Effekten durch die Lock-in-Messung. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

aufgenommenen Spannungen verglichen mit der Änderung des Magnetfeldes verzögert. Bei $\mu_0 H = +1\text{ T}$ springen die Spannungen, da die Lock-in-Verstärker während der Wartezeit von 2 min durch die verzögerte Aufnahme noch eine Änderung der Spannungen aufnehmen.

Dieser Effekt kann in guter Näherung korrigiert werden, indem die Feldachsen der Messungen bei steigendem Magnetfeld zu kleineren Werten und die Feldachsen der Messungen bei fallendem Magnetfeld gleichermaßen zu größeren Werten verschoben werden. Dadurch wird die Verzögerung der Spannungsaufnahme im Vergleich zur Magnetfeldänderung ausgeglichen.

In den Abbildungen 2.20(c) bzw. (d) sind die Longitudinal- bzw. Transversalspannungen jeweils für steigende und fallende Feldbeträge in Abhängigkeit des um $\mu_0 \Delta H = \pm 8\text{ mT}$ korrigierten Magnetfeldes gezeigt. Durch diese Korrektur sind die Longitudinal- und Transversalspannungen für steigende und fallende Feldbeträge an den Rändern der Feldskala jeweils gleich.

Eine entsprechende Korrektur wurde für alle in dieser Dissertation gezeigten magnetfeldabhängigen Messungen vorgenommen.

Spin-Transfer-Torque-Effekte in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

In diesem Kapitel wird die Untersuchung von Spin-Transfer-Torque-Effekten durch DC-Ströme in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ beschrieben. Hierzu wurden temperaturabhängige Messungen an $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Proben mit den Eisenkonzentrationen $x = 2\%$, 4% , 6% und 8% durchgeführt, während verschiedene DC-Ströme angelegt waren. In $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ werden qualitativ die gleichen Effekte wie in MnSi beobachtet und können durch das Driften des Skyrmionengitters und die damit verbundenen emergenten elektrischen Felder gedeutet werden. Die beobachtete Abhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c von der Eisenkonzentration x wird durch das Verhältnis $F_{\text{Pinning}}/F_{\text{Zug}}$ der Pinningkraft, widergespiegelt durch den Restwiderstand, zur Zugkraft, beschrieben durch den topologischen Hall-Effekt, bestimmt.

Das Kapitel ist folgendermaßen gegliedert. Zunächst wird die Temperaturabhängigkeit des Längs- und Hall-Widerstands von MnSi und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ im Feldbereich der SkX-Phase ohne angelegten DC-Strom gezeigt. Im Anschluss wird der Einfluss von DC-Strömen j_{DC} auf den Hall-Widerstand der eisendotierten Proben besprochen. Schließlich wird die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c von der Eisenkonzentration x diskutiert und das Kapitel zusammengefasst.

3.1 Experimentelle Ergebnisse

Zur Darstellung der experimentellen Ergebnisse wird im folgenden Abschnitt 3.1.1 die Abhängigkeit des Längs- und Magnetwiderstands von $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ohne überlagerten DC-Strom gezeigt. In Abschnitt 3.1.2 wird weiterhin besprochen, dass der topologische Hall-Widerstand in allen untersuchten Proben oberhalb einer kritischen Stromdichte aufgrund der Bewegung des Skymionengitters kompensiert wird. Aus diesen Änderungen des Hall-Widerstands werden in Abschnitt 3.1.3 die dabei auftretenden emergenten elektrischen Felder und die kritischen Stromdichten für die Bewegung des Skymionengitters berichtet. Teile der Ergebnisse dieses Kapitels wurden in Referenz [194] publiziert.

3.1.1 Temperaturabhängigkeit des Widerstands bei $j_{DC} = 0$

Die Präsentation der Ergebnisse beginnt mit dem Längs- und Hall-Widerstand der untersuchten $Mn_{1-x}Fe_xSi$ -Proben X_2 ($x = 2\%$), X_4 ($x = 4\%$), X_6 ($x = 6\%$) und X_8 ($x = 8\%$) und der $MnSi$ -Probe Y_{-1} für $j_{DC} = 0$. Hierzu zeigt Abb. 3.1(a) bzw. (b) den Längs- bzw. Hall-Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur bei externen Magnetfeldern zwischen $\mu_0 H = 250$ mT und 290 mT. Die Magnetfelder wurden so gewählt, dass das beobachtete topologische Hall-Signal am stärksten ausgeprägt ist.

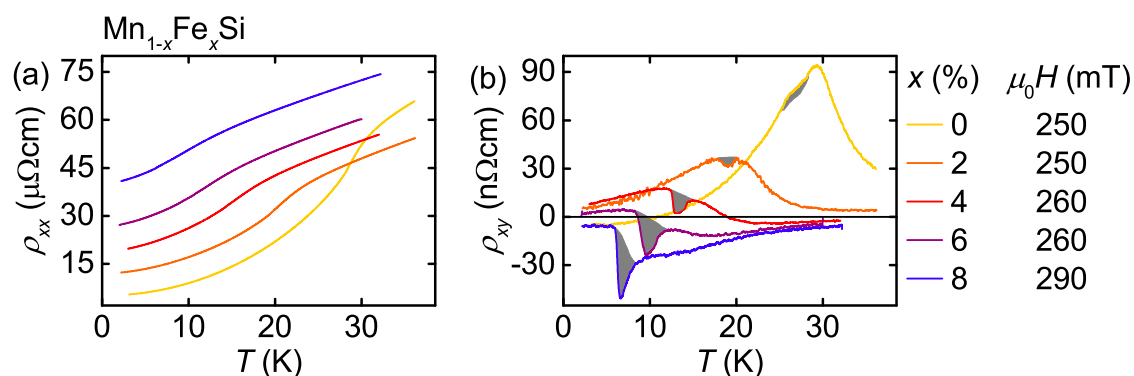


Abb. 3.1: Temperaturabhängigkeit des Widerstands von $Mn_{1-x}Fe_xSi$. (a) Längswiderstand ρ_{xx} der Proben X_2 , X_4 , X_6 , X_8 und Y_{-1} bei externen Magnetfeldern zwischen $\mu_0 H = 250$ mT und 290 mT. (b) Hall-Widerstand ρ_{xy} . Der grau schattierte Bereich markiert den Temperaturbereich der SkX-Phase.

Der Längswiderstand steigt für jede Probe, wie für ein Metall charakteristisch, monoton mit der Temperatur an. Der Restwiderstand ρ_0 wächst aufgrund der zunehmenden Unordnung monoton mit der Eisenkonzentration x an (vgl. Abb. 3.5).

Beim Hall-Widerstand kann zwischen dem Verlauf in der SkX-Phase (graue Schattierung) und in den restlichen Phasen unterschieden werden. Außerhalb der SkX-Phase

setzt sich ρ_{xy} aus normalen und anomalen Beiträgen (vgl. Abschnitt 1.2) zusammen. Diese Beiträge lassen sich in temperaturabhängigen Messungen allerdings nicht so klar wie in magnetfeldabhängigen Messungen (vgl. Kapitel 4) unterscheiden. Dies führt zu einer Temperaturabhängigkeit des Hall-Widerstands, die unabhängig von der Eisenkonzentration qualitativ ähnlich ist. Von tiefen Temperaturen kommend steigt ρ_{xy} monoton auf ein lokales Maximum an, fällt monoton auf ein lokales Minimum ab und wächst danach monoton mit der Temperatur. Da sich die Übergangstemperatur T_c und damit die Temperaturskala mit der Eisenkonzentration nach unten verschieben, kann dieses Verhalten im betrachteten Temperaturbereich am deutlichsten für $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) beobachtet werden.

Innerhalb der SkX-Phase tritt zusätzlich ein topologischer Beitrag zum Hall-Effekt (vgl. graue Schattierungen) auf. Dieser bewirkt in MnSi eine lokale Erhöhung des Hall-Widerstands und zeigt sich in den dotierten Proben als lokales Minimum, das durch steile Flanken begrenzt ist. Der zusätzliche Beitrag tritt jeweils in einem Temperaturfenster knapp unterhalb der Übergangstemperatur T_c und damit im Bereich des zuvor erwähnten lokalen Maximums auf. Die Ausprägung dieser Signatur ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Literatur [96]. In MnSi beträgt der topologische Anteil zum Hall-Effekt etwa $4.5\text{ n}\Omega\text{cm}$ und macht damit rund 5% des Gesamtsignals aus. Durch Eisendotierung steigt der topologische Beitrag stetig auf etwa $40\text{ n}\Omega\text{cm}$ in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) an und dominiert den Hall-Widerstand.

3.1.2 Temperaturabhängigkeit des Hall-Widerstands bei $j_{\text{DC}} > 0$

Im Weiteren werden temperaturabhängige Messungen des Hall-Widerstands an den eisendotierten Proben bei externen Magnetfeldern zwischen $\mu_0 H = 250\text{ mT}$ und 290 mT mit angelegten DC-Stromdichten bis zu $j_{\text{DC}} = 9.9\text{ MA m}^{-2}$ gezeigt. Weiterhin wird besprochen, wie der Hall-Effekt im Bereich der SkX-Phase durch das Driften des Skyrmionengitters oberhalb einer kritischen Stromdichte beeinflusst wird.

Die Messungen wurden als Temperaturrampen von hohen zu niedrigen Temperaturen durchgeführt. Vor der eigentlichen Temperaturrampe wurde die hohe Temperatur initialisiert, während das Magnetfeld und der DC-Strom der vorherigen Messreihe eingestellt waren. Danach wurde der neue Feldwert eingestellt und dann der neue DC-Strom initialisiert. Tabelle 3.1 führt die Parameter der Temperaturrampen und Tabelle 3.2 die bei den Messungen angelegten Stromdichten j_{DC} auf.

Abbildung 3.2 zeigt den Hall-Widerstand $\rho_{xy}(T)$ in Abhängigkeit der tatsächlichen Proben­temperatur (vgl. Abschnitt 2.4.1) von links nach rechts mit steigender Eisenkonzentration. Zunächst wird in der oberen Reihe der Abbildung der Hall-Widerstand im gesamten untersuchten Temperaturbereich betrachtet. Außerhalb der SkX-Phase (vgl. schwarze Pfeile) ist der Hall-Widerstand für alle Proben unabhängig vom angelegten DC-Strom j_{DC} .

Probe	T_{Start} (K)	T_{Ende} (K)	\dot{T} (K/min)
X ₂	40	2	0.2
X ₄	35	2	0.2
X ₆	30	2	0.2
X ₈	35	2	0.2

Tabelle 3.1: Parameter der Temperaturrampen.

Probe X ₂	Probe X ₄	Probe X ₆	Probe X ₈
j_{DC} (MA m ⁻²)	j_{DC} (MA m ⁻²)	j_{DC} (MA m ⁻²)	j_{DC} (MA m ⁻²)
0	0	0	0
0.99	0.17	1.24	0.20
1.98	0.35	1.98	0.41
2.97	0.52	2.97	0.61
4.95	0.69	4.33	0.81
7.92	0.86	4.70	1.02
9.90	1.29		1.27
	1.72		1.52
	2.15		1.77
	2.59		2.03
	3.02		2.28
	3.45		2.54
	3.88		2.79
	4.74		2.92
	5.17		3.05
	5.60		
	6.03		
	6.46		
	6.89		

Tabelle 3.2: An die Proben X₂, X₄, X₆ und X₈ in den temperaturabhängigen Messungen angelegte Stromdichten j_{DC} .

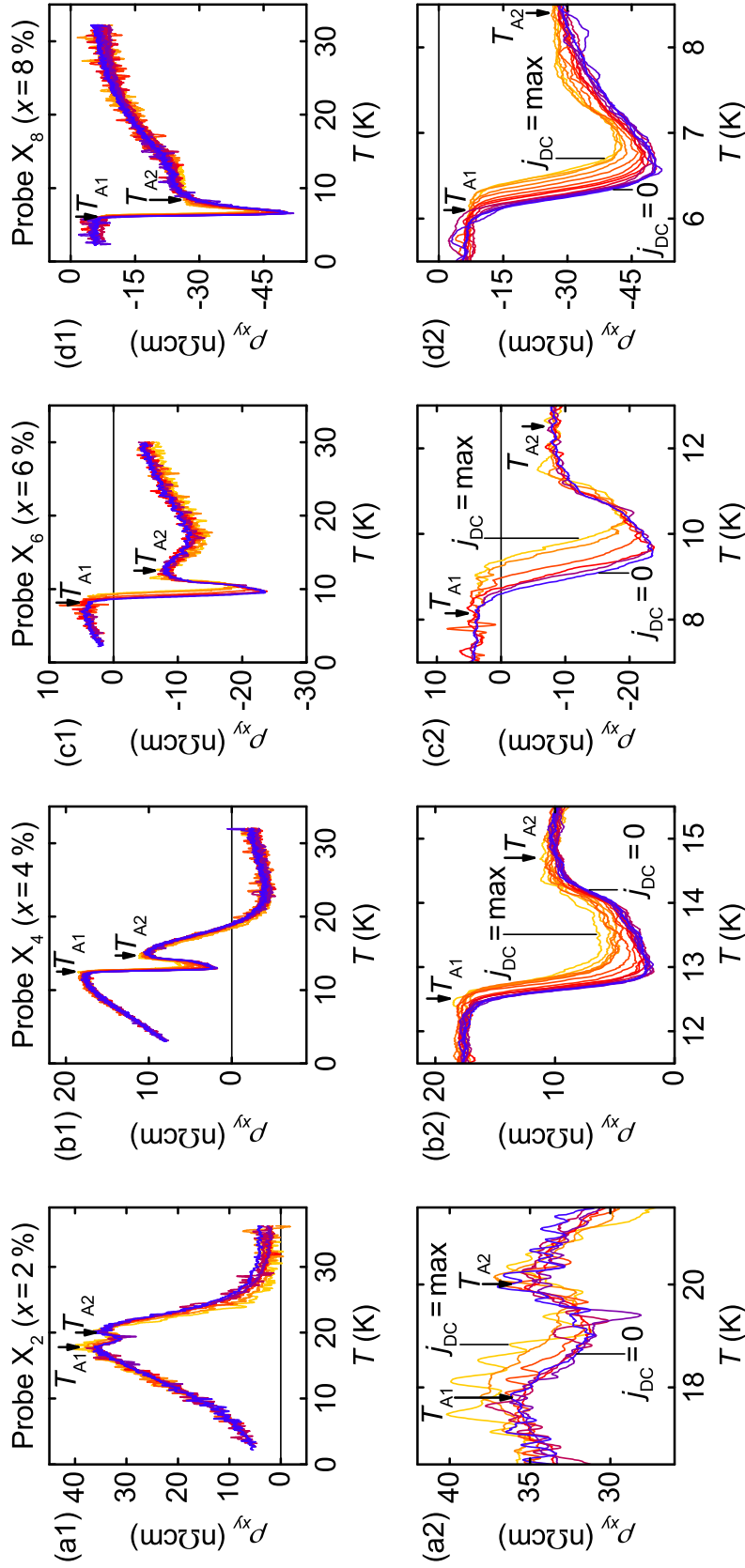


Abb. 3.2: Abhängigkeit des Hall-Widerstands in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ von der Temperatur. (a1) Probe X_2 bei $\mu_0 H = 250 \text{ mT}$ im gesamten untersuchten Temperaturbereich. (b1) Probe X_4 bei $\mu_0 H = 260 \text{ mT}$. (c1) Probe X_6 bei $\mu_0 H = 260 \text{ mT}$. (d1) Probe X_8 bei $\mu_0 H = 290 \text{ mT}$. (a2)-(d2) Vergrößerte Darstellungen im Bereich der SkX-Phase. Der Temperaturbereich T_{A1} bis T_{A2} der SkX-Phase ist jeweils durch schwarze Pfeile gekennzeichnet. Die Kurven bei $j_{\text{DC}} = 0$ (blaue Linie) und bei der größten angelegten DC-Stromdichte $j_{\text{DC}} = \text{max}$ (gelbe Linie) sind jeweils gekennzeichnet. Die angelegten Stromdichten sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Die zweite Reihe von Abb. 3.2 zeigt vergrößerte Darstellungen des Hall-Widerstands im Bereich der SkX-Phase. Innerhalb der SkX-Phase ist der Hall-Widerstand jeweils bis zu einer kritischen Stromdichte j_c unabhängig von j_{DC} . Oberhalb dieses Schwellwerts ist die Signatur der SkX-Phase zunehmend schwächer ausgeprägt.

Für Probe X₂ ist der Hall-Widerstand bis $j_{DC} \leq 4.95 \text{ MA m}^{-2}$ bzw. für Probe X₆ bis $j_{DC} \leq 1.98 \text{ MA m}^{-2}$ unabhängig von j_{DC} . Bei größeren Stromdichten verschiebt sich die Signatur der SkX-Phase zunehmend zu höheren Temperaturen und gleichzeitig nimmt die Signalgröße zunehmend ab. Bei Probe X₂ verschiebt sich zudem das lokale Maximum bei T_{A1} zunehmend zu größeren Werten des Hall-Widerstands. Bei Probe X₄ ist der Hall-Widerstand bis $j_{DC} \leq 2.15 \text{ MA m}^{-2}$ bzw. bei Probe X₈ bis $j_{DC} \leq 1.02 \text{ MA m}^{-2}$ unabhängig von j_{DC} . Für größere Stromdichten verschieben sich die Flanken der Signatur zunehmend nach innen und die Signalgröße nimmt zunehmend ab.

Das Verschieben der Flanken der Signatur kann auf Temperaturgradienten in der Probe und einen Fehler bei der Temperaturkorrektur (vgl. Abschnitt 2.4.1) zurückgeführt werden. Der Fehler bei der Temperaturkorrektur kann dazu führen, dass die korrigierte Temperaturachse im Bereich der SkX-Phase verschoben ist und die SkX-Phase daher nicht bei ihren wirklichen Temperaturgrenzen beobachtet wird. Temperaturgradienten innerhalb der Probe werden bei $j_{DC} > 0$ durch den Wärmetransport vom Inneren zum Äußeren der Probe verursacht (vgl. Abschnitt 2.4) und können die Temperaturgrenzen der SkX-Phase verschoben wirken lassen. Eine ausführliche Diskussion von Effekten durch Temperaturgradienten findet sich in Referenz [194].

Die Abnahme der Signalgröße im Bereich der SkX-Phase oberhalb eines Schwellwerts von j_{DC} kann durch emergente elektrische Felder sich bewegender Skyrmionen erklärt werden (vgl. Abschnitte 1.3.1 und 1.3.2). Grundsätzlich ist das Skyrmionengitter durch eine Pinningkraft an den Kristall gekoppelt. Der DC-Strom übt auf das Skyrmionengitter eine Zugkraft aus. Für kleine Stromdichten j_{DC} ist diese Zugkraft kleiner als die Pinningkraft und das Skyrmionengitter bleibt in Ruhe. Überschreitet j_{DC} einen Schwellwert, ist die Zugkraft durch den DC-Strom größer als die Pinningkraft und das Skyrmionengitter beginnt sich zu bewegen. Da das Skyrmionengitter magnetischen Fluss trägt, führt die Bewegung des Skyrmionengitters nach dem Induktionsgesetz von Faraday zu einem emergenten elektrischen Feld E_{xy} senkrecht zur Stromrichtung. Dieses emergente elektrische Feld ist dem topologischen Hall-Effekt entgegen gerichtet und kompensiert ihn. Mit größer werdendem Strom j_{DC} bewegt sich das Skyrmionengitter schneller und das emergente elektrische Feld wächst an. Die Signatur der SkX-Phase wird dadurch zunehmend schwächer. Die emergenten elektrischen Felder und die kritischen Stromdichten j_c in Abhängigkeit der Eisenkonzentration x werden im folgenden Abschnitt 3.1.3 besprochen.

3.1.3 Emergente elektrische Felder und kritische Stromdichte

Aus den Änderungen des Hall-Widerstands $\Delta\rho_{xy}$ in Abhängigkeit der DC-Stromdichte j_{DC} können die emergenten elektrischen Felder E_{xy} (vgl. Abschnitt 1.3) bestimmt werden:

$$E_{xy}(j_{DC}) = -\Delta\rho_{xy}(j_{DC}) \cdot j_{DC} \quad (3.1)$$

$$= -[\rho_{xy}(j_{DC} > 0) - \rho_{xy}(j_{DC} = 0)] \cdot j_{DC} \quad (3.2)$$

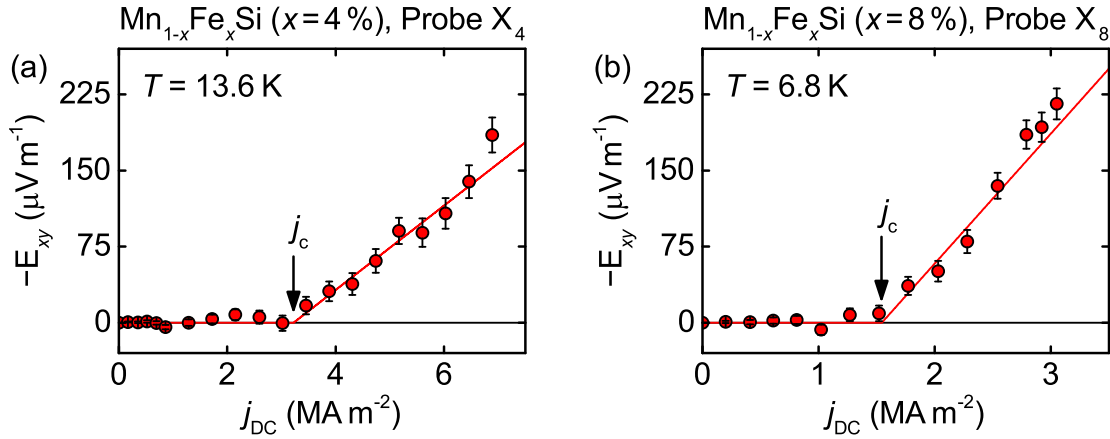


Abb. 3.3: Abhängigkeit der emergenten elektrischen Felder $-E_{xy} = \Delta\rho_{xy} \cdot j_{DC}$ von der angelegten DC-Stromdichte j_{DC} in der Mitte der SkX-Phase bestimmt aus geglätteten Daten. (a) Für $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe X_4 bei $T = 13.6\text{ K}$. (b) Für $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Probe X_8 bei $T = 6.8\text{ K}$. Die roten Linien sind lineare Anpassungen der Daten. Die kritischen Stromdichten j_c sind mit schwarzen Pfeilen markiert.

Die Abbildungen 3.3(a) und (b) zeigen die aus den Änderungen des Hall-Widerstands bestimmten emergenten elektrischen Felder von Probe X_4 und X_8 in Abhängigkeit von j_{DC} . Hierbei streut E_{xy} für kleine Stromdichten $j_{DC} < j_c$ um die Nulllinie. Für Stromdichten $j_{DC} > j_c$ wächst $-E_{xy}$ ungefähr linear mit j_{DC} an. Zur Bestimmung von j_c wird an die mit j_{DC} ansteigenden Daten eine Gerade angepasst und deren Nullstelle als j_c interpretiert. In der Mitte der SkX-Phase ergibt sich für Probe X_4 eine kritische Stromdichte von $j_c = 3.22\text{ MA m}^{-2}$ und für X_8 eine kritischen Stromdichte von $j_c = 1.54\text{ MA m}^{-2}$.

Da sich bei den Proben X_2 und X_6 das lokale Minimum im Bereich der SkX-Phase, wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, für die verwendete Temperaturkorrektur mit zunehmendem DC-Strom zu höheren Temperaturen verschiebt, ist bei diesen Proben keine systematische Bestimmung der emergenten elektrischen Felder möglich. Ersatzweise wird die Evolution des lokalen Minimums im Bereich der SkX-Phase mit den angelegten DC-Stromdichten analysiert.

Bei Probe X_2 ist das für die SkX-Phase charakteristische lokale Minimum bei einer DC-Stromdichte von $j_{DC} = 4.95\text{ MA m}^{-2}$ im Vergleich zu $j_{DC} = 0$ unverändert und für $j_{DC} = 7.92\text{ MA m}^{-2}$ weniger stark ausgeprägt. Daraus ergibt sich

$j_c \approx \left(\frac{7.92+4.95}{2} \pm \frac{7.92-4.95}{2} \right) \text{ MA m}^{-2} = (6.44 \pm 1.49) \text{ MA m}^{-2}$ in der Mitte der SkX-Phase. Durch eine analoge Analyse des lokalen Minimums im Bereich der SkX-Phase bei Probe X_6 erhält man $j_c \approx \left(\frac{2.97+1.98}{2} \pm \frac{2.97-1.98}{2} \right) \text{ MA m}^{-2} = (2.48 \pm 0.50) \text{ MA m}^{-2}$.

Abbildung 3.4 zeigt die kritische Stromdichte j_c in Abhängigkeit der Eisenkonzentration x in der Mitte der SkX-Phase. Zwischen $x = 0$ und $x = 2\%$ steigt j_c steil an und fällt für $x \geq 2\%$ monoton mit zunehmender Eisenkonzentration ab. Dieses Verhalten kann durch ein Zusammenspiel von gyromagnetischer Kopplung und Pinning des Skymionengitters an Störstellen erklärt werden und wird im folgenden Abschnitt 3.2 diskutiert.

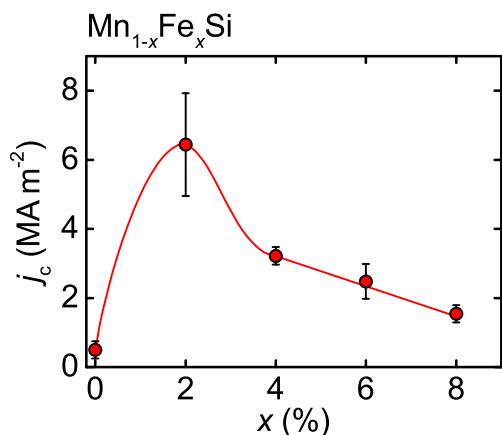


Abb. 3.4: Abhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c von der Eisenkonzentration x in der Mitte der SkX-Phase. Die Linie dient der Führung des Auges. Daten für $x = 0$ aus [64].

3.2 Diskussion

In $Mn_{1-x}Fe_xSi$ werden, wie in den Abschnitten 3.1.2 und 3.1.3 gezeigt, durch einen DC-Strom oberhalb einer kritischen Stromdichte Spin-Transfer-Torque-Effekte (vgl. Abschnitt 1.3) verursacht. Diese sind qualitativ ähnlich zu den bekannten Effekten in $MnSi$ [64], die in Abschnitt 1.3.2 ausführlich besprochen wurden. Im Folgenden werden zunächst getrennt die Einflüsse der Eisendotierung auf die Pinningkraft des Skymionengitters $\mathbf{F}_{\text{Pinning}}$ und auf die Zugkraft \mathbf{F}_{Zug} durch die gyromagnetische Kopplung des DC-Stroms an das Skymionengitter diskutiert. Im Anschluss werden diese Kräfte zueinander in Bezug gesetzt und damit die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte von der Eisenkonzentration x gedeutet.

Die Kraft, mit der das Skymionengitter an den Kristall gepinnt ist, hängt von der Störstellendichte ab. In $MnSi$ gibt es Defekte in Form von Platzvertauschungen und Mangan-Fehlstellen [187]. In $Mn_{1-x}Fe_xSi$ wird intrinsisch zusätzliche Unordnung durch das Dotieren mit Eisen eingebracht (vgl. Abschnitt 1.5). Als Maß für die Unordnung kann der Restwiderstand ρ_0 bei kleinen Temperaturen betrachtet werden. Wie in Abb. 3.5(a) gezeigt, steigt der Restwiderstand ρ_0 mit zunehmender Eisenkonzentration monoton an. Der Zusammenhang zwischen dem Restwiderstand, welcher proportional zur Störstellendichte ist, und der Pinningkraft kann aus statistischen

Überlegungen als $\mathbf{F}_{\text{Pinning}} \propto \sqrt{\rho_0}$ angenommen werden. Diese Proportionalität hängt damit zusammen, dass die Störstellen und damit die wirkenden Pinningkräfte zufällig verteilt sind. Die resultierende Pinningkraft steigt daher wurzelförmig mit der Zahl der Störstellen an [195]. Unter dieser Annahme sollte die kritische Stromdichte mit zunehmender Eisendotierung kontinuierlich ansteigen.

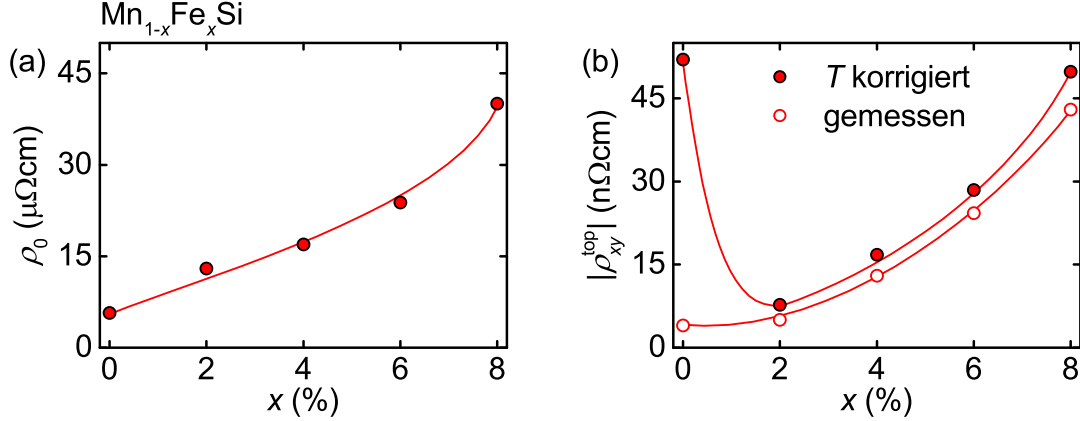


Abb. 3.5: (a) Abhängigkeit des Restwiderstands ρ_0 von der Eisenkonzentration x . (b) Abhängigkeit des Absolutwerts des topologischen Hall-Effekts von der Eisenkonzentration x wie gemessen (offene Symbole) und korrigiert für Effekte endlicher Temperaturen (geschlossene Symbole) [22, 96]. Die Linien dienen der Führung des Auges. Daten für $x = 0$ aus [64].

Die auf das Skyrmionengitter wirkende Zugkraft \mathbf{F}_{Zug} durch die gyromagnetische Kopplung eines DC-Stroms an das Skyrmionengitter wird durch die Größe des topologischen Beitrags zum Hall-Effekt ρ_{xy}^{top} bestimmt (vgl. Abschnitt 1.3.1). Es kann angenommen werden, dass $\mathbf{F}_{\text{Zug}} \propto |\rho_{xy}^{\text{top}}|$ gilt. Abbildung 3.5(b) zeigt $|\rho_{xy}^{\text{top}}|$ in Abhängigkeit der Eisenkonzentration x . Die offenen Symbole zeigen den gemessenen topologischen Beitrag zum Hall-Effekt. Dieser ist für $x = 0$ und $x = 2\%$ in etwa gleich groß und wächst mit steigender Eisenkonzentration an. Demnach sollte die kritische Stromdichte zwischen $x = 0$ und $x = 2\%$ unverändert sein. Für größere Eisenkonzentrationen sollte die kritische Stromdichte durch den wachsenden topologischen Beitrag zum Hall-Effekt mit zunehmender Eisenkonzentration abfallen.

In den Referenzen [22, 96] wird diskutiert, dass der gemessene topologische Beitrag zum Hall-Effekt vor allem in MnSi durch Effekte endlicher Temperaturen unterdrückt ist und der intrinsische Beitrag zum topologischen Hall-Effekt um ein Vielfaches höher ist (vgl. Abschnitte 1.4 und 1.5.2). Franz *et al.* geben Faktoren zur Korrektur dieser Effekte in Abhängigkeit der Eisenkonzentration an [96]. Mit vollen Symbolen sind in Abb. 3.5(b) die mit diesen Faktoren temperaturkorrigierten Werte von $|\rho_{xy}^{\text{top}}|$ gezeigt. Die Korrektur ist vor allem in MnSi groß und für größere Eisenkonzentrationen nahezu vernachlässigbar.

Für die weitere Diskussion wird das zum Verhältnis der auftretenden Kräfte $\mathbf{F}_{\text{Pinning}}/\mathbf{F}_{\text{Zug}}$ proportionale Verhältnis $\sqrt{\rho_0}/|\rho_{xy}^{\text{top}}|$, bestimmt aus dem Restwiderstand und dem tem-

peraturkorrigierten Beitrag zum topologischen Hall-Effekt, betrachtet. In Abb. 3.6(a) ist dieses Verhältnis in Abhängigkeit der Eisenkonzentration x gezeigt. Der Verlauf ist qualitativ ähnlich zur in Abb. 3.4 gezeigten Abhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c von der Eisenkonzentration x .

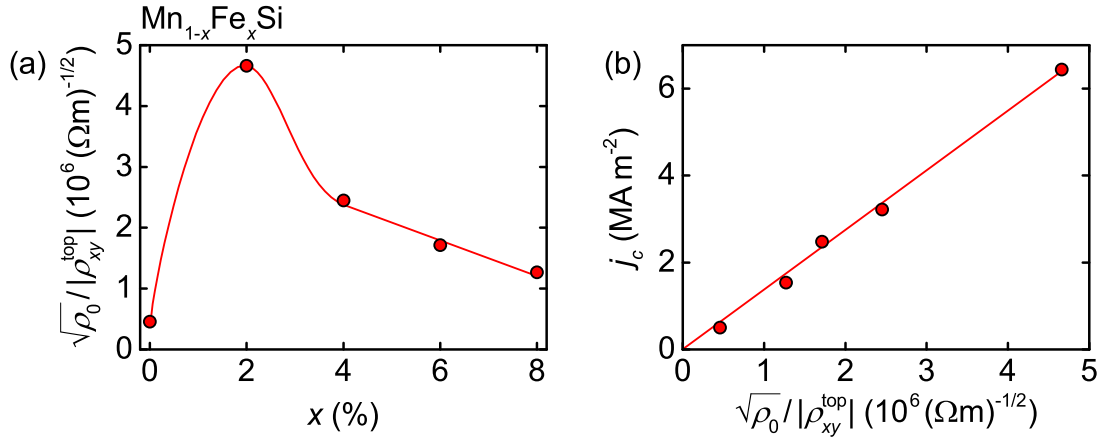


Abb. 3.6: (a) Abhängigkeit des Verhältnisses $\sqrt{\rho_0}/|\rho_{xy}^{\text{top}}|$ von der Eisenkonzentration x . (b) Abhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c vom Verhältnis $\sqrt{\rho_0}/|\rho_{xy}^{\text{top}}|$. $|\rho_{xy}^{\text{top}}|$ ist jeweils korrigiert für Effekte endlicher Temperaturen [22, 96]. Die Linien dienen der Führung des Auges. Daten für $x = 0$ aus [64].

In Abb. 3.6(b) ist die kritische Stromdichte j_c in Abhängigkeit des Verhältnisses $\sqrt{\rho_0}/|\rho_{xy}^{\text{top}}|$ gezeigt. Die kritische Stromdichte j_c steigt im Rahmen der Messgenauigkeit linear mit dem temperaturkorrigierten Verhältnis $\sqrt{\rho_0}/|\rho_{xy}^{\text{top}}|$ an. Diese Beobachtung zeigt, dass die kritische Stromdichte in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ durch das Verhältnis der auftretenden Kräfte $F_{\text{Pinning}}/F_{\text{Zug}}$ bestimmt ist. Der Einfluss des Pinnings wird dabei durch den Restwiderstand beschrieben, ohne mikroskopische Effekte in Betracht zu ziehen. In diesem Rahmen kann der Einfluss des Pinnings als isotroper Reibungsterm interpretiert werden. Die Kopplungsstärke des DC-Stroms an das Skyrmionengitter wird zudem durch den intrinsischen und nicht den experimentell beobachteten topologischen Hall-Effekt bestimmt. Dieser intrinsische topologische Hall-Effekt wurde durch eine Korrektur für Effekte endlicher Temperaturen aus den gemessenen Daten bestimmt [22, 96].

3.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 2\%$, 4% , 6% und 8%) durch DC-Ströme oberhalb einer kritischen Stromdichte Spin-Transfer-Torque-Effekte auftreten, die qualitativ ähnlich zu den in $MnSi$ bekannten Effekten sind. Diese Effekte können durch die Bewegung des Skyrmionengitters erklärt werden. Die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c von der Eisenkonzentration x kann durch ein Zusammenspiel der Pinningskraft des Skyrmionengitters an den Kristall $F_{\text{Pinning}} \propto \sqrt{\rho_0}$ und

der auf das Skyrmionengitter durch den DC-Strom wirkenden Zugkraft $\mathbf{F}_{\text{Zug}} \propto |\rho_{xy}^{\text{top}}|$ erklärt werden. Es konnte in Abschnitt 3.2 gezeigt werden, dass der Zusammenhang zwischen der kritischen Stromdichte j_c und dem Verhältnis $F_{\text{Pinning}}/F_{\text{Zug}}$ näherungsweise linear ist.

Zukünftige Studien sollten das Auftreten von Spin-Transfer-Torque-Effekten in undotiertem MnSi unter Druck untersuchen. Unter Druck zeigt MnSi ein Anwachsen des topologischen Beitrags zum Hall-Effekt auf $\rho_{xy}^{\text{top}} \approx 40 \text{ n}\Omega\text{cm}$ [22], ohne dass dem System intrinsisch Unordnung durch Eisendotierung hinzugefügt wird. Es wird hierbei eine Abnahme der kritischen Stromdichte mit zunehmendem Druck erwartet.

Emergente Elektrodynamik in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$)

Die Untersuchung von Spin-Transfer-Torque-Effekten in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) wird in diesem Kapitel zusammengefasst. Hierzu wurden magnetfeldabhängige Messungen bei verschiedenen DC-Strömen durchgeführt. In der SkX-Phase werden im Hall-Widerstand ähnliche Effekte wie in den temperaturabhängigen Messungen (vgl. Kapitel 3) beobachtet. Darüber hinaus werden verschiedene Auswirkungen des DC-Stroms auf den Längswiderstand beobachtet, die in der SkX-Phase durch ein nahezu senkrecht Driften des Skymionengitters zum DC-Strom erklärt werden können. Außerdem kann eine je nach Kühlhistorie unterschiedlich ausgeprägte Abhängigkeit des Übergangs H_{c1} vom DC-Strom beobachtet und durch die relativ flache Energielandschaft sowie Spin-Transfer-Torque-Effekte an topologisch nicht-trivialen Domänenwänden erklärt werden. Durch einen Vergleich mit temperaturabhängigen Messungen kann gezeigt werden, dass die Größe der emergenten elektrischen Felder von der Magnetfeld- und Temperaturhistorie vor der Kondensation des Skymionengitters abhängt.

Die Gliederung des Kapitels ist wie folgt. Zunächst werden die Magnetfeldabhängigkeit des Längs- und Hall-Widerstands und die Phasengrenzen von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) ohne angelegten DC-Strom besprochen. Im Anschluss wird der Einfluss von DC-Strömen auf den Längs- und Hall-Widerstand anhand der auftretenden (emergenten) elektrischen Felder demonstriert. Aus den emergenten elektrischen Feldern wird anschließend der Driftwinkel des Skymionengitters bestimmt. Danach wird die Abhängigkeit der Phasengrenzen vom angelegten DC-Strom präsentiert. Anschließend wird der Einfluss der Kühlhistorie auf die Größe der emergenten elektrischen Felder analysiert. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Zusammenfassung.

4.1 Einfluss eines DC-Stroms auf den Widerstand

Zur Untersuchung von Spin-Transfer-Torque-Effekten auf $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) wurden magnetfeldabhängige Messungen bei verschiedenen DC-Strömen sowohl nach Nullfeldkühlung als auch nach Feldkühlung durchgeführt. Im folgenden Abschnitt 4.1.1 werden die Daten ohne angelegten DC-Strom besprochen und die für die weitere Besprechung wichtigen Merkmale herausgestellt. In Abschnitt 4.1.2 wird zusammenfassend gezeigt, welchen Effekt ein DC-Strom auf den Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) hat.

In Abschnitt 4.2 wird präsentiert, welche (emergenten) elektrischen Felder, bestimmt aus den Änderungen des Widerstands, durch die DC-Ströme in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) hervorgerufen werden. Es wird zudem der aus diesen emergenten elektrischen Feldern bestimmte Driftwinkel des Skymionengitters berichtet. Weiterhin wird eine Abschätzung für den Driftwinkel des Skymionengitters in MnSi und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 2\%$, 4% und 6%) gegeben. Daraufaufgehend wird in Abschnitt 4.3 gezeigt, inwiefern ein DC-Strom die Phasengrenzen von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) insbesondere am Übergang H_{c1} von der konischen in die helikale Phase beeinflusst. Durch einen Vergleich mit Daten aus temperaturabhängigen Messungen (vgl. Kapitel 3) wird in Abschnitt 4.4 dargestellt, dass der Zustand vor der Kondensation des Skymionengitters starken Einfluss auf die emergente Elektrodynamik hat.

4.1.1 Längs- und Hall-Widerstand für $j_{\text{DC}} = 0$

Abbildung 4.1(a) bzw. (b) zeigt den Längs- bzw. Hall-Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) nach Feldkühlung bei $j_{\text{DC}} = 0$. Der Längs- bzw. Hall-Widerstand ist im Wesentlichen achsensymmetrisch zu $H = 0$ bzw. punktsymmetrisch zum Ursprung, sodass lediglich der Feldbereich zwischen $\mu_0 H = -1\text{ T}$ und $H = 0$ besprochen wird. Die leichte Hysterese zwischen steigenden und fallenden Feldbeträgen wird in Abschnitt 4.3 näher beschrieben. Die farbigen Schattierungen sind an das magnetische Phasendiagramm in Abb. 1.19 angelehnt.

Im Bereich von $\mu_0 H = -1\text{ T}$ bis $-H_{c2}$ (weiß schattiert) befindet sich die Probe im feldpolarisierten Zustand. Der Längswiderstand steigt monoton an, während der Hall-Widerstand monoton abfällt.

An der Stelle H_{c2} erfolgt ein Phasenübergang in die konische Phase (grau schattiert). Charakteristisch für diesen Übergang ist ein Wendepunkt im Längswiderstand und ein Abknicken des Hall-Widerstands. Der Längs- bzw. Hall-Widerstand steigt bzw. fällt im Bereich der bis $-H_{A2}$ reichenden konischen Phase mit geänderter Steigung weiterhin monoton.

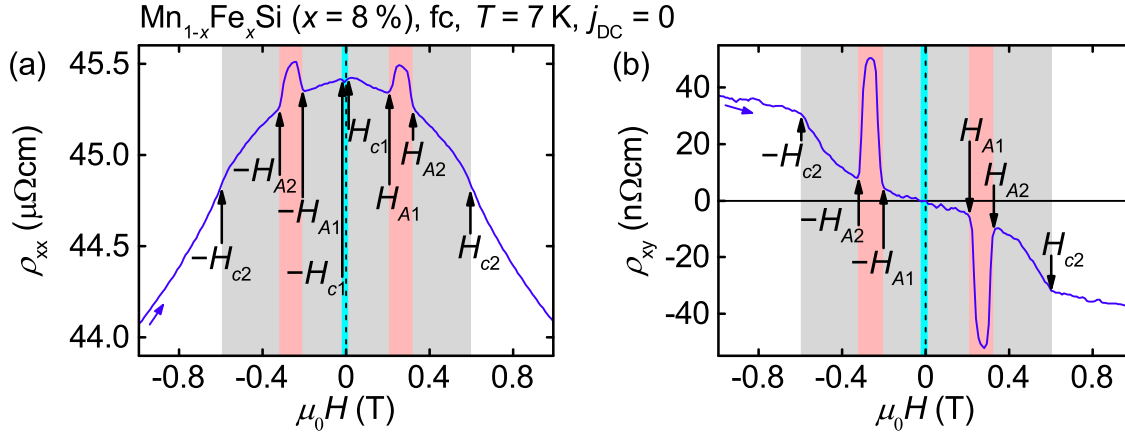


Abb. 4.1: Widerstand von Mn_{1-x}Fe_xSi ($x = 8\%$) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes für $j_{\text{DC}} = 0$ bei $T = 7\text{ K}$ nach Feldkühlung. (a) Längswiderstand. (b) Hall-Widerstand. Die Übergangsfelder sind jeweils mit Pfeilen markiert. Die feldpolarisierte Phase ist weiß, die konische Phase grau, die SkX-Phase rot und die helikale Phase cyanfarben gekennzeichnet. Die blauen Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

Bei $-H_{A2}$ findet der Übergang in die SkX-Phase (rot schattiert) statt. Diese, bis $-H_{A1}$ reichende Phase ist im Längs- und Hall-Widerstand jeweils durch ein ausgeprägtes lokales Maximum mit steilen Flanken gekennzeichnet. Der Längswiderstand ist dort um etwa $200\text{ n}\Omega\text{cm}$ und der Hall-Widerstand um etwa $45\text{ n}\Omega\text{cm}$ erhöht. Eine Signatur der SkX-Phase im Längswiderstand von Mn_{1-x}Fe_xSi wurde in der Literatur bislang nicht berichtet. Das durch den topologischen Beitrag zum Hall-Effekt verursachte lokale Maximum im Hall-Widerstand ist in guter Übereinstimmung mit der Literatur [96]. Im Längswiderstand macht das lokale Maximum etwa 0.5% des Gesamtsignals aus, während es im Hall-Widerstand das Signal dominiert.

Ein Phasenübergang zurück in die konische Phase (grau schattiert) erfolgt bei $-H_{A1}$. Zwischen $-H_{A1}$ und $-H_{c1}$ steigt bzw. fällt der Längs- bzw. Hall-Widerstand monoton.

Bei $-H_{c1}$ findet ein Phasenübergang in die helikale Phase (cyanfarben schattiert) statt. Charakteristisch für den Übergang ist ein Abknicken des Längswiderstands. Der Hall-Widerstand zeigt an diesem Übergang kein Charakteristikum. In der helikalen Phase zwischen $-H_{c1}$ und $H = 0$ bildet der Längswiderstand ein lokales Minimum aus. Der Hall-Widerstand fällt dort weiter monoton.

Die gefundenen Phasengrenzen stimmen sehr gut mit Literaturwerten [96, 139] überein. Nach Feldkühlung ist die helikale Ordnung stark unterdrückt, da die Anisotropieenergie verglichen mit dem Pinning der konischen Propagationsvektoren klein ist [95, 139]. Daher ist das lokale Minimum im Längswiderstand nur schwach ausgeprägt. Die Evolution der helikalen Ordnung in Mn_{1-x}Fe_xSi wird in Abschnitt 1.5.3 detailliert besprochen.

4.1.2 Längs- und Hall-Widerstand für $j_{DC} > 0$

Zur Untersuchung des Einflusses von DC-Strömen auf den Längs- und Hall-Widerstand von $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 8\%$) wurden magnetfeldabhängige Messungen sowohl nach Feldkühlung als auch nach Nullfeldkühlung, während DC-Ströme bis $j_{DC} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$ an die Probe angelegt waren, durchgeführt. In den Tabellen 4.1 bzw. 4.2 sind die angelegten Ströme, die korrespondierenden Stromdichten und die für eine konstante Proben temperatur einzustellenden Kryostatentemperaturen (vgl. Abschnitt 2.4.2) für die feldgekühlten bzw. nullfeldgekühlten Messungen aufgeführt.

j_{DC} (MA m^{-2})	I_{DC} (mA)	T_{Kryo} (K)	j_{DC} (MA m^{-2})	I_{DC} (mA)	T_{Kryo} (K)
0	0	7.00	2.28	434	5.25
0.20	38	7.00	2.54	482	4.73
0.61	115	6.89	2.63	500	4.54
0.81	154	6.80	3.05	579	3.30
1.02	193	6.69	3.31	628	2.00
1.77	337	5.98			

Tabelle 4.1: In feldgekühlten (fc) Messungen untersuchte DC-Stromdichten j_{DC} mit den korrespondierenden Stromstärken I_{DC} und den für eine konstante Proben temperatur einzustellenden Kryostatentemperaturen T_{Kryo} .

j_{DC} (MA m^{-2})	I_{DC} (mA)	T_{Kryo} (K)	j_{DC} (MA m^{-2})	I_{DC} (mA)	T_{Kryo} (K)
0	0	7.00	1.77	337	6.00
0.20	38	7.00	2.28	434	5.23
0.61	115	6.89	2.54	482	4.73
0.81	154	6.79	3.31	628	2.00
1.02	193	6.69			

Tabelle 4.2: In nullfeldgekühlten (zfc) Messungen untersuchte DC-Stromdichten j_{DC} mit den korrespondierenden Stromstärken I_{DC} und den für eine konstante Proben temperatur einzustellenden Kryostatentemperaturen T_{Kryo} .

Bei den feldgekühlten Messungen (fc) wurde die für eine konstante Proben temperatur einzustellende Kryostatentemperatur T_{Kryo} (vgl. Abschnitt 2.4.2) angefahren, während ein externes Magnetfeld von $\mu_0 H = -1 \text{ T}$ und der DC-Strom der vorherigen Messreihe eingestellt waren. Im Anschluss wurde der zu untersuchende

DC-Strom eingestellt. Nach einer Wartezeit von 120 Minuten wurde eine Feldrampe bis $\mu_0 H = +1$ T und im direkten Anschluss eine Feldrampe bis $\mu_0 H = -1$ T abgefahren. Bei den nullfeldgekühlten Messungen (zfc) wurde die Probe ohne externes Magnetfeld und ohne DC-Strom über die Übergangstemperatur T_c aufgewärmt und danach auf die notwendige Temperatur T_{Kryo} abgekühlt. Danach wurde der jeweilige DC-Strom eingeschaltet. Nach einer Wartezeit von 120 Minuten wurde eine Feldrampe bis $\mu_0 H = +1$ T abgefahren. Im Anschluss wurde nach derselben Initialisierungssequenz eine Feldrampe bis $\mu_0 H = -1$ T abgefahren.

Zusammenfassend sind in Abb. 4.2 der Längs- und Hall-Widerstand in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei verschiedenen DC-Stromdichten nach Feld- und Nullfeldkühlung gezeigt.

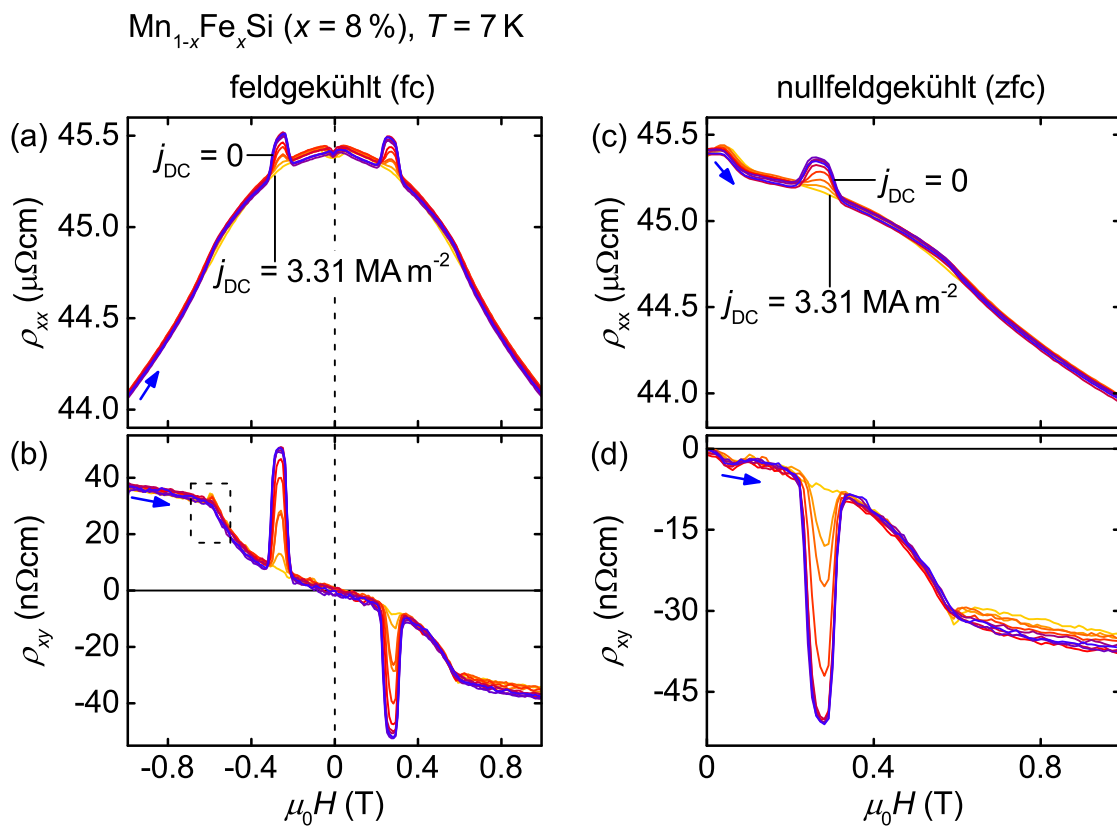


Abb. 4.2: Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) bei $T = 7$ K und unterschiedlichen DC-Strömen in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. Es ist jeweils die Kurve mit $j_{\text{DC}} = 0$ und mit der größten angelegten Stromdichte $j_{\text{DC}} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$ markiert. Die untersuchten Zwischenwerte von j_{DC} sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 aufgeführt. (a) Längswiderstand nach Feldkühlung. (b) Hall-Widerstand nach Feldkühlung. Der Bereich im gestrichelten Rechteck um $-H_{c2}$ ist in Abb. 4.3 vergrößert dargestellt. (c), (d) Längs- und Hall-Widerstand nach Nullfeldkühlung. Die blauen Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

Im Bereich der SkX-Phase wird sowohl der zusätzliche Beitrag zum Längswiderstand als auch der topologische Beitrag zum Hall-Widerstand ab derselben kritischen Stromdichte kleiner. Diese Reduktion der Widerstände kann durch das Auftreten emergenter elektrischer Felder des sich unter einem Winkel zum DC-Strom bewegendes Skyrmionengitters gedeutet werden. Zudem beobachtet man oberhalb einer kritischen Stromdichte eine Veränderung des Längswiderstands in der konischen Phase zwischen der SkX-Phase und $H = 0$. In Abschnitt 4.2 werden diese Veränderungen der Widerstände detailliert besprochen.

Am Übergang H_{c2} von der feldpolarisierten in die konische Phase bildet sich, wie in Abb. 4.3 exemplarisch für Messungen nach Feldkühlung bei fallendem Magnetfeld gezeigt, oberhalb einer kritischen Stromdichte von etwa 1.5 MA m^{-2} ein lokales Maximum (vgl. schwarzen Pfeil). Die Größe des Maximums wächst mit zunehmender Stromdichte kontinuierlich an. In den feldgekühlten Messungen mit steigendem Feldbetrag und in den nullfeldgekühlten Messungen zeigt der Hall-Widerstand ebenso das Entstehen eines Extremums an diesem Phasenübergang. Aufgrund des Rauschens und der Streuung der einzelnen Hall-Widerstandskurven sind die Extrema dort jedoch schwächer ausgeprägt.

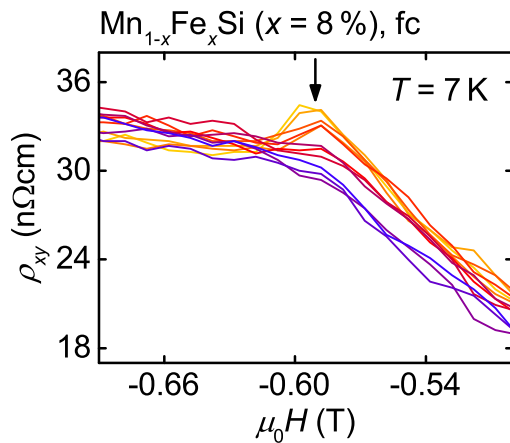


Abb. 4.3: Vergrößerte Darstellung des Hall-Widerstands aus Abb. 4.2(c) im Bereich des gestrichelten Rechtecks um den Übergang $-H_{c2}$.

Die Breite der SkX-Phase auf der Feldachse scheint in den Widerstandsdaten oberhalb einer kritischen Stromdichte abzunehmen. Zudem bildet sich im Längswiderstand nach Feldkühlung oberhalb einer kritischen Stromdichte ein zunehmend stärker ausgeprägtes lokales Minimum um $H = 0$ bis zum Übergang H_{c1} von der konischen in die helikale Phase aus. In den Daten nach Nullfeldkühlung ist an diesem Übergang für kleine DC-Ströme ein Abknicken des Längswiderstands zu beobachten. Für große DC-Ströme bildet sich ein kontinuierlich wachsendes lokales Maximum. Diese Effekte auf die beobachteten Phasengrenzen und ihre möglichen Ursachen werden ausführlich in Abschnitt 4.3 besprochen.

In Abschnitt 4.4 werden die magnetfeldabhängigen Daten mit temperaturabhängigen Daten verglichen. Es zeigt sich, dass die Magnetfeld- und Temperaturhistorie vor der Kondensation des Skyrmionengitters starken Einfluss auf die emergente Elektrodynamik hat.

4.2 Emergente elektrische Felder und Driftwinkel

Zur genaueren Analyse, welchen Einfluss ein DC-Strom auf Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) hat, werden im folgenden Abschnitt 4.2.1 aus den Änderungen des Längs- und Hall-Widerstands in Abhängigkeit der DC-Stromdichte longitudinale und transversale (emergente) elektrische Felder (vgl. Abschnitt 1.3.1) bestimmt. Aus den emergenten elektrischen Feldern ergibt sich der in Abschnitt 4.2.2 beschriebene Driftwinkel des Skyrmionengitters in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$). Schließlich wird in Abschnitt 4.2.3 der Driftwinkel des Skyrmionengitters in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ anderer Eisenkonzentrationen abgeschätzt.

4.2.1 Bestimmung emergenter elektrischer Felder

Durch die Bewegung des Skyrmionengitters kommt es, wie in Abschnitt 1.3.1 ausführlich dargestellt, zu emergenten elektrischen Feldern senkrecht zur Stromrichtung.

Die transversalen emergenten elektrischen Felder

$$E_{xy} = [\rho_{xy}(j_{\text{DC}}) - \rho_{xy}(j_{\text{DC}} = 0)] \cdot j_{\text{DC}} = -\Delta\rho_{xy} \cdot j_{\text{DC}} \quad (4.1)$$

können aus der Änderung des Hall-Widerstands $\Delta\rho_{xy}$ und dem angelegten DC-Strom j_{DC} berechnet werden. Analog zu den transversalen emergenten elektrischen Feldern können aus der Änderung des Längswiderstands $\Delta\rho_{xx}$ in Abhängigkeit des DC-Stroms j_{DC} longitudinale emergente elektrische Felder

$$E_{xx} = [\rho_{xx}(j_{\text{DC}}) - \rho_{xx}(j_{\text{DC}} = 0)] \cdot j_{\text{DC}} = -\Delta\rho_{xx} \cdot j_{\text{DC}} \quad (4.2)$$

berechnet werden. Im Folgenden werden zudem außerhalb der SkX-Phase elektrische Felder aus der Änderung des Widerstands berechnet. Da ihr Ursprung nicht notwendigerweise mit einem (bewegten) Skyrmionengitter in Zusammenhang steht, werden diese jedoch nicht als emergent berichtet.

Bei der folgenden Darstellung der (emergenten) elektrischen Felder, gezeigt in Abb. 4.4, wird von betragsmäßig großen zu kleinen Feldern vorgegangen. Da der Hall-Widerstand eine zu H antisymmetrische Größe ist, wird im Folgenden der Absolutbetrag der transversalen (emergenten) elektrischen Felder E_{xy} gezeigt. Die gemachten Beobachtungen treffen jeweils auf den gesamten Feldbereich einer Phase zu, können an ihren Rändern jedoch abweichen. Die quantitativen Ergebnisse wurden an exemplarischen Feldwerten bestimmt.

Es wird zunächst die feldpolarisierte Phase und der daran angrenzende Teil der konischen Phase betrachtet. Die aus den Änderungen des Widerstands bei $|\mu_0 H| = 1\text{ T}$ sowie bei $|\mu_0 H| = 0.45\text{ T}$ bestimmten longitudinalen elektrischen Felder und Absolutbeträge der transversalen elektrischen Felder sind in den Abbildungen 4.4(a) und (b) gezeigt.

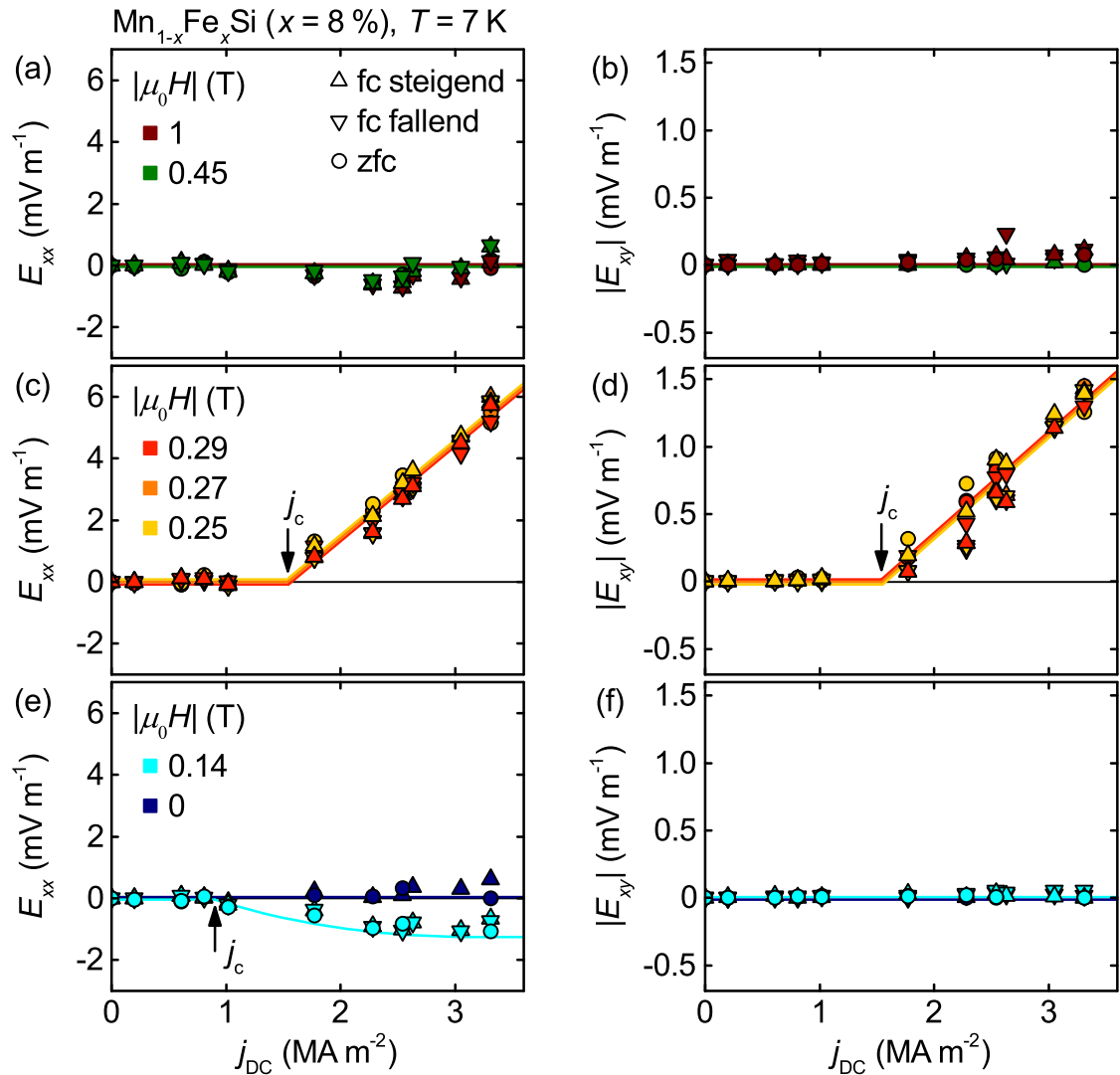


Abb. 4.4: Longitudinale (emergente) elektrische Felder und Absolutbeträge der transversalen (emergenten) elektrischen Felder in Abhängigkeit der DC-Stromdichte bei ausgewählten externen Magnetfeldern. (a), (b) In der feldpolarisierten und konischen Phase. (c), (d) In der SkX-Phase. (e), (f) In der konischen Phase und bei $H = 0$. Die Linien dienen der Führung des Auges.

Bei $|\mu_0 H| = 1$ T ist unabhängig von der Kühlhistorie für mittlere DC-Stromdichten in E_{xx} ein Ansteigen auf ein schwaches lokales Maximum gefolgt von einem Abfall zur Nulllinie zu beobachten. Bei den feldgekühlten Messungen wurde die Temperatur über einen Abgleich der Längsspannung bei $\mu_0 H = -1$ T eingestellt (vgl. Abschnitt 2.4.2), sodass die bei $|\mu_0 H| = 1$ T auftretenden longitudinalen elektrischen Felder als Fehler der Temperatureinstellung verstanden werden können. Die nach Nullfeldkühlung auftretenden longitudinalen elektrischen Felder werden durch eine maximale Änderung des Längswiderstands von etwa $20 \text{ n}\Omega\text{cm}$ hervorgerufen. Diese Änderung ist in der Größenordnung wie bei der Diskussion der Magnetfeldabhängigkeit der

Probentemperatur besprochen (vgl. Abschnitt 2.4.2), sodass diese elektrischen Felder als geringe Änderung der Probentemperatur verstanden werden können. In E_{xy} kann keine systematische Abhängigkeit von j_{DC} beobachtet werden.

An der Stelle $|\mu_0 H| = 0.45 \text{ T}$ kann weder in den longitudinalen noch in den transversalen elektrischen Feldern eine systematische Abhängigkeit von j_{DC} beobachtet werden.

Im Bereich der SkX-Phase wurden die emergenten elektrischen Felder, gezeigt in den Abbildungen 4.4(c) und (d), an den Stellen $|\mu_0 H| = 0.25 \text{ T}, 0.27 \text{ T}$ und 0.29 T bestimmt. Für kleine DC-Ströme sind sowohl der Längs- als auch der Hall-Widerstand, gezeigt in den Abbildungen 4.2(b) und (d), für beide Kühlhistorien unverändert. Für DC-Ströme oberhalb einer kritischen Stromdichte j_c beginnt das vom Skyrmionengitter hervorgerufene Extremum sowohl im Längs- als auch im Hall-Widerstand kontinuierlich kleiner zu werden. Diese Kompensation des Widerstands kann durch das Auftreten emergenter elektrischer Felder des sich bewegenden Skyrmionengitters erklärt werden (vgl. Abschnitt 1.3). Bei $j_{DC} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$ wird der topologische Beitrag zum Hall-Effekt sowie der zusätzliche Beitrag zum Längswiderstand vollständig kompensiert. Höhere Stromdichten konnten aufgrund der begrenzten Kühlleistung des Kryostaten nicht untersucht werden. Für kleine DC-Ströme streuen die emergenten elektrischen Felder um die Nulllinie und ändern sich oberhalb eines Schwellstroms j_c linear mit j_{DC} . Für das Ansteigen sowohl von E_{xx} als auch von $|E_{xy}|$ ergibt sich eine kritische Stromdichte von $j_c \approx 1.5 \text{ MA m}^{-2}$. Die kritische Stromdichte für das Ansteigen von $|E_{xy}|$ stimmt gut mit temperaturabhängigen Messungen (vgl. Kapitel 3) überein.

In der konischen Phase zwischen der SkX-Phase und der helikalen Phase wurde die Änderung des Widerstands bei $|\mu_0 H| = 0.14 \text{ T}$ analysiert. Zudem wurde die Änderung des Widerstands an der Stelle $H = 0$ analysiert. Die korrespondierenden longitudinalen elektrischen Felder und die Absolutbeträge der korrespondierenden transversalen elektrischen Felder sind in den Abbildungen 4.4(e) und (f) gezeigt.

In diesem Bereich der konischen Phase kann keine Veränderung des Hall-Widerstands, gezeigt in den Abbildungen 4.2(b) und (d), in Abhängigkeit von j_{DC} beobachtet werden. Der Längswiderstand, gezeigt in den Abbildungen 4.2(a) und (c), ist für kleine DC-Ströme unverändert und für Ströme oberhalb eines Schwellwerts kontinuierlich zu höheren Werten verschoben. Eine Analyse der, mit der Änderung des Widerstands verknüpften, elektrischen Felder bei $|\mu_0 H| = 0.14 \text{ T}$ ergibt für E_{xx} unabhängig von der Kühlhistorie einen Abfall oberhalb einer kritischen Stromdichte von etwa $j_c \approx 0.9 \text{ MA m}^{-2}$ mit anschließender Sättigung. Für $|E_{xy}|$ kann keine systematische Abweichung von der Nulllinie beobachtet werden.

An der Stelle $H = 0$ kann unabhängig von der Kühlhistorie weder im Längs- noch im Hall-Widerstand, gezeigt in Abb. 4.2, eine Veränderung in Abhängigkeit von j_{DC} beobachtet werden. Für größere Stromdichten weicht E_{xx} nach Feldkühlung von der Nulllinie ab. Diese elektrischen Felder werden durch eine maximale Änderung des

Längswiderstands von $35 \text{ n}\Omega\text{cm}$ hervorgerufen und haben damit dieselbe Größenordnung wie bei der Diskussion der Magnetfeldabhängigkeit der Probestemperatur besprochen (vgl. Abschnitt 2.4.2). Sie können folglich als geringe Änderung der Probestemperatur verstanden werden. $|E_{xy}|$ weicht unabhängig von der Kühlhistorie für keine DC-Stromdichte von der Nulllinie ab.

Eine genaue Betrachtung der helikalen Phase bzw. des Phasenübergangs zwischen der konischen und der helikalen Phase folgt in Abschnitt 4.3. Es zeigt sich, dass die Grenze zwischen konischer und helikaler Phase H_{c1} oberhalb einer kritischen Stromdichte nach Feldkühlung stark und nach Nullfeldkühlung schwach von j_{DC} abhängt. Aufgrund der deutlichen Verschiebung der Phasengrenze H_{c1} mit dem DC-Strom und der geringen Breite der helikalen Phase auf der Feldachse lässt sich dort jedoch keine Analyse der Änderungen des Widerstands und damit der auftretenden elektrischen Felder vornehmen.

4.2.2 Driftwinkel des Skymionengitters in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 8\%$)

Die im vorherigen Abschnitt 4.2 im Bereich der SkX-Phase oberhalb derselben kritischen Stromdichte beobachteten longitudinalen und transversalen emergenten elektrischen Felder E_{xx} parallel und E_{xy} senkrecht zur Bewegungsrichtung werden durch die Bewegung des Skymionengitters hervorgerufen (vgl. Abschnitt 1.3). Im Folgenden wird gezeigt, wie aus E_{xx} und E_{xy} die Driftrichtung des Skymionengitters bestimmt werden kann.

Abbildung 4.5 zeigt schematisch eine Probe in der SkX-Phase mit angelegtem DC-Strom \mathbf{j}_{DC} . Das Skymionengitter driftet mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} unter dem Winkel θ zum angelegten Strom \mathbf{j}_{DC} . Der Geschwindigkeitsvektor \mathbf{v} setzt sich aus den Komponenten v_{xx} und v_{xy} zusammen. v_{xx} ist proportional zur Änderung des Hall-Widerstands und v_{xy} ist proportional zur Änderung des Längswiderstands (vgl. Abschnitt 1.3):

$$v_{xx}(j_{\text{DC}}) = \alpha_{xx} \cdot \Delta\rho_{xy}(j_{\text{DC}}) \quad (4.3)$$

$$v_{xy}(j_{\text{DC}}) = \alpha_{xy} \cdot \Delta\rho_{xx}(j_{\text{DC}}) \quad (4.4)$$

Unter der Annahme, dass die Proportionalitätskonstanten α_{xx} und α_{xy} gleich sind, lässt sich für die Driftrichtung θ des Skymionengitters der Ausdruck

$$\theta = \arctan\left(\frac{v_{xy}}{v_{xx}}\right) = \arctan\left(\frac{\alpha_{xy} \cdot \Delta\rho_{xx}}{\alpha_{xx} \cdot \Delta\rho_{xy}}\right) \quad (4.5)$$

$$= \arctan\left(\frac{\Delta\rho_{xx}}{\Delta\rho_{xy}}\right) \quad (4.6)$$

finden. Es ergeben sich zwei Extremfälle. Das Skymionengitter driftet mit $\theta = 0$ parallel zu \mathbf{j}_{DC} und das Skymionengitter driftet mit $\theta = \pm 90^\circ$ senkrecht zu \mathbf{j}_{DC} .

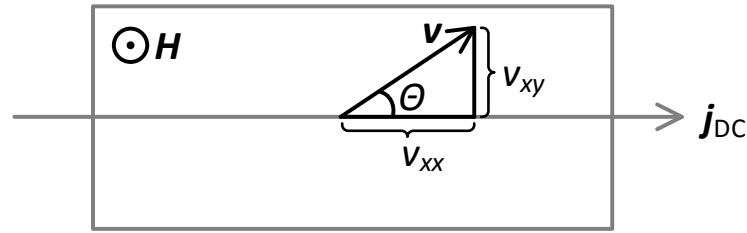


Abb. 4.5: Schematische Darstellung eines mit der Geschwindigkeit v unter dem Winkel θ zum angelegten Strom j_{DC} driftenden Skymionengitters. Das externe Magnetfeld H steht senkrecht zur Probenoberfläche.

In Abb. 4.6 sind die nach Gleichung (4.6) aus den Änderungen des Längs- und Hall-Widerstands (vgl. Abschnitt 4.1.2) bestimmten Beträge des Driftwinkels θ für die verschiedenen Kühlhistorien gezeigt. Nach Feldkühlung beginnt das Skymionengitter oberhalb der kritischen Stromdichte von rund $j_c \approx 1.5 \text{ MA m}^{-2}$ bei einem Winkelbetrag von etwa $|\theta| \approx 85^\circ$ zu driften. Mit zunehmender Stromdichte nimmt der Betrag des Driftwinkels auf etwa $|\theta| \approx 75^\circ$ ab und sättigt bei diesem Wert. Nach Nullfeldkühlung beginnt das Skymionengitter oberhalb der kritischen Stromdichte von rund $j_c \approx 1.5 \text{ MA m}^{-2}$ bei einem Winkelbetrag von etwa $|\theta| \approx 80^\circ$ zu driften. Der Betrag des Winkels sättigt bereits für kleinere Stromdichten bei rund $|\theta| \approx 75^\circ$.

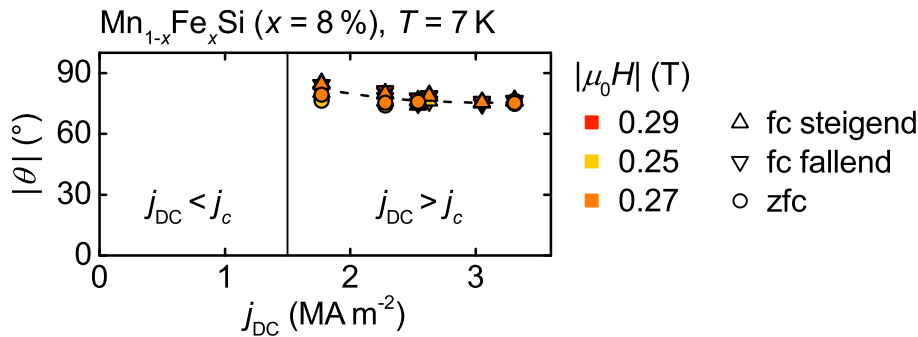


Abb. 4.6: Betrag des Driftwinkels θ des Skymionengitters in Abhängigkeit der DC-Stromdichte j_{DC} für verschiedene Kühlhistorien. Die Linie dient der Führung des Auges.

Der für $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) bestimmte Betrag des Driftwinkels zwischen $|\theta| \approx 75^\circ$ und 85° bedeutet, dass das Skymionengitter nahezu senkrecht zum angelegten DC-Strom driften. Diese Beobachtung wird im folgenden Abschnitt 4.2.3 in Zusammenhang mit einer Abschätzung des Driftwinkels in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ anderer Eisenkonzentrationen diskutiert.

4.2.3 Driftwinkel für andere Eisenkonzentrationen

In $MnSi$ und $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 2\%$, 4% und 6%) weist der Hall-Widerstand im Bereich der SkX-Phase, in den Abbildungen 4.7(a2)-(d2) durch graue Schattierung und schwarze Pfeile hervorgehoben, einen zusätzlichen topologischen Beitrag auf (vgl. Abschnitt 1.5.2 und Kapitel 3). Weiterhin weist im Bereich der SkX-Phase auch der Längswiderstand dieser Materialien einen zusätzlichen Beitrag, in den Abbildungen 4.7(a1)-(d1) durch graue Schattierung und schwarze Pfeile hervorgehoben, auf.

In Tabelle 4.3 sind diese zusätzlichen Beiträge zum Längswiderstand ρ_{xx}^{SkX} sowie die topologischen Beiträge zum Hall-Effekt ρ_{xy}^{top} aufgeführt. Auffällig ist, dass der zusätzliche Beitrag im Längswiderstand sein Vorzeichen zwischen $x = 2\%$ und $x = 4\%$ wechselt, wohingegen der topologische Beitrag zum Hall-Effekt sein Vorzeichen zwischen $x = 0$ und $x = 2\%$ wechselt.

x (%)	ρ_{xx}^{SkX} (n Ω cm)	ρ_{xy}^{top} (n Ω cm)
0	-45	3
2	-37	-6
4	41	-19
6	128	-23
8	201	-44

Tabelle 4.3: Zusätzlicher Beitrag zum Längswiderstand ρ_{xx}^{SkX} und topologischer Beitrag zum Hall-Effekt ρ_{xy}^{top} im Bereich der SkX-Phase von $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

Aufgrund von Schwierigkeiten bei der Temperaturkorrektur (vgl. Abschnitt 2.4.2) waren systematische Messungen mit angelegten DC-Strömen an $MnSi$ und $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 2\%$, 4% und 6%) im Gegensatz zu $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 8\%$) nicht möglich. Der Driftwinkel des Skyrmionengitters lässt sich in diesen Materialien dennoch mit Hilfe der beobachteten zusätzlichen Beiträge zum Längswiderstand und der topologischen Beiträge zum Hall-Effekt (vgl. Tabelle 4.3) abschätzen.

Für die Abschätzung wird angenommen, dass die zusätzlichen Beiträge zum Längswiderstand und die topologischen Beiträge zum Hall-Widerstand in diesen Systemen, wie in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 8\%$), bei ausreichend großen DC-Strömen $j_{DC} \gg j_c$ vollständig kompensiert werden (vgl. Abschnitt 4.2.1). Unter dieser Annahme kann der Betrag des Driftwinkels mittels Gleichung (4.6) durch das Verhältnis $\rho_{xx}^{SkX}/\rho_{xy}^{top}$ abgeschätzt werden. Abbildung 4.8 zeigt die derart abgeschätzten Beträge des Driftwinkels $|\theta|$ in Abhängigkeit der Eisenkonzentration x .

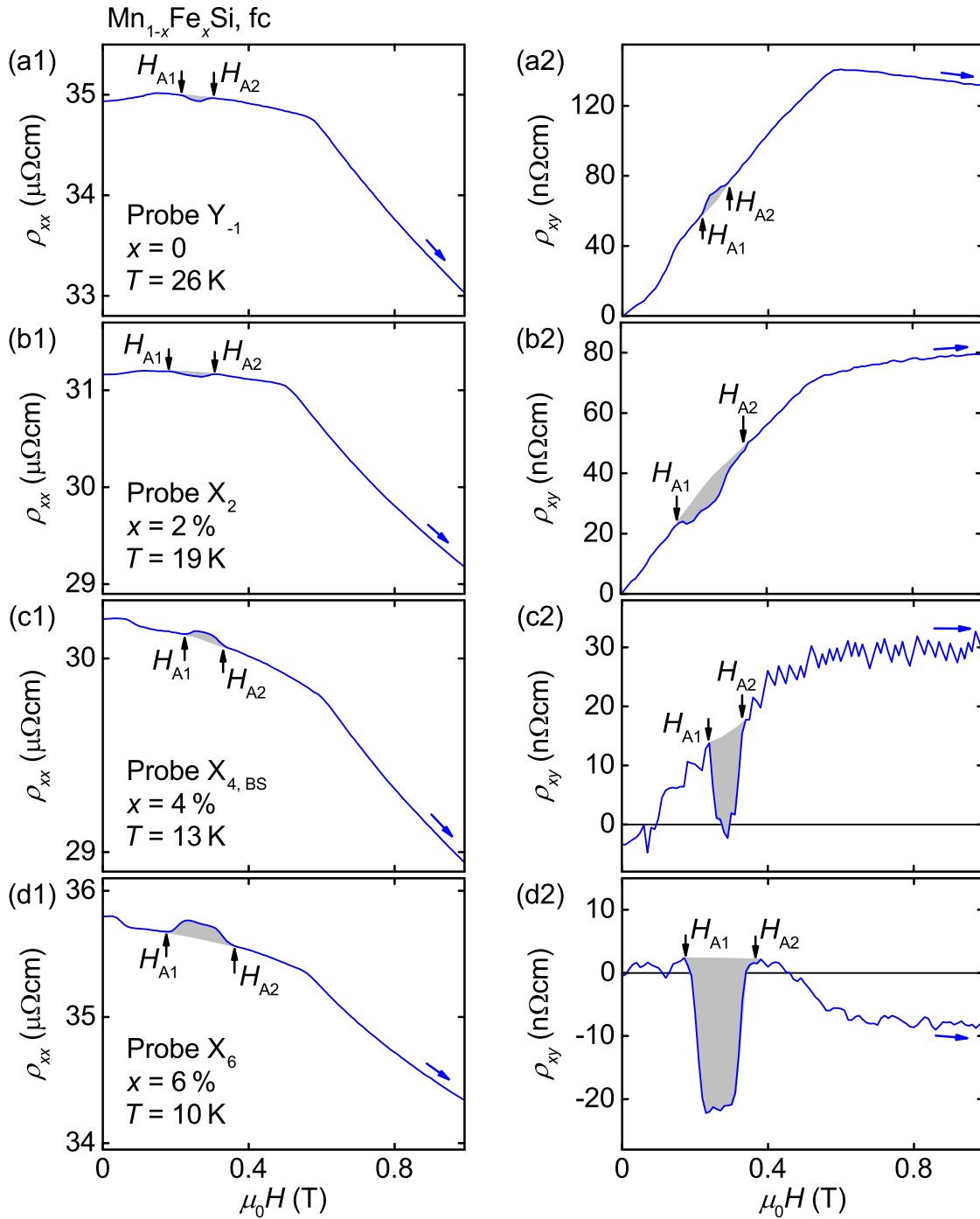


Abb. 4.7: Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $j_{\text{DC}} = 0$. (a1), (a2) Längs- und Hall-Widerstand von MnSi. (b1), (b2) Längs- und Hall-Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 2\%$). (c1), (c2) Längs- und Hall-Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 4\%$). (d1), (d2) Längs- und Hall-Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 6\%$). Der Bereich der SkX-Phase zwischen H_{A1} und H_{A2} ist jeweils mit schwarzen Pfeilen gekennzeichnet. Der zusätzliche Beitrag zum Längswiderstand und der topologische Beitrag zum Hall-Effekt im Bereich der SkX-Phase sind grau schattiert. Die blauen Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

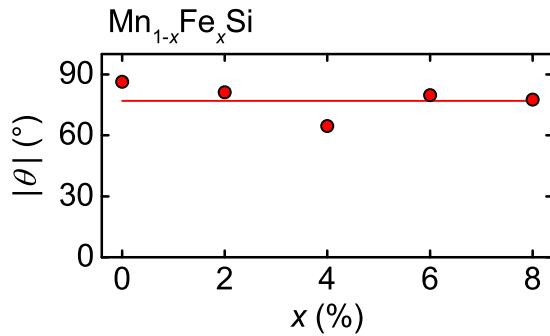


Abb. 4.8: Abschätzung für den Driftwinkel des Skyrmionengitters in $MnSi$ und $Mn_{1-x}Fe_xSi$ in Abhängigkeit der Eisenkonzentration. Die Linie dient der Führung des Auges.

Unabhängig von der Eisenkonzentration driftet das Skyrmionengitter demnach nahezu senkrecht zum angelegten DC-Strom. Dieses Verhalten kann in Zusammenhang mit der Dominanz des Magnusters in den Bewegungsgleichungen des Skyrmionengitters erklärt werden und ist in guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen für skyrmionische Systeme [121, 196–201]. In Experimenten mit gepulsten Strömen an $Ta/Co_{20}Fe_{60}B_{20}/TaO_x$ -Trischichten, die elektrisch erzeugte Skyrmionen aufweisen, wurde ein Driftwinkel von bis zu etwa 30° bei Stromdichten der Größenordnung 10^4 MA m^{-2} beobachtet [202].

4.3 Abhängigkeit der Phasengrenzen von j_{DC}

Die magnetfeldabhängigen Messungen des Widerstands an $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 8\%$) bei unterschiedlichen DC-Strömen erlauben eine Untersuchung, inwiefern die beobachteten Phasengrenzen von j_{DC} abhängen. Die Phasengrenzen wurden hierzu an charakteristischen Punkten des Längs- und Hall-Widerstands (vgl. Abschnitt 4.1.1) für alle untersuchten Stromdichten bestimmt. Abbildung 4.9 zeigt die Phasengrenzen in Abhängigkeit der DC-Stromdichte in der linken Spalte für nullfeldgekühlte Messungen sowie für feldgekühlte Messungen mit steigendem Feldbetrag und in der rechten Spalte für feldgekühlte Messungen mit fallendem Feldbetrag. Die Schattierungen sind an die Farben des magnetischen Phasendiagramms in Abb. 1.19 angelehnt.

4.3.1 Experimentelle Ergebnisse

Bei der Betrachtung der Abhängigkeiten der Phasengrenzen wird von betragsmäßig großen zu kleinen Magnetfeldern vorgegangen. Die Präsentation der Ergebnisse beginnt mit dem Übergang vom feldpolarisierten in den konischen Zustand, gezeigt in den Abbildungen 4.9(a) und (b). Als Kriterium für die Bestimmung von H_{c2} wurde das Abknicken des Hall-Widerstands ausgewertet. Im Rahmen der Mess- und Ablesegenauigkeit sind die bestimmten Positionen von H_{c2} unabhängig von j_{DC} . Es ist keine Hysterese zwischen den Messungen bei steigendem und fallendem Magnetfeld zu beobachten.

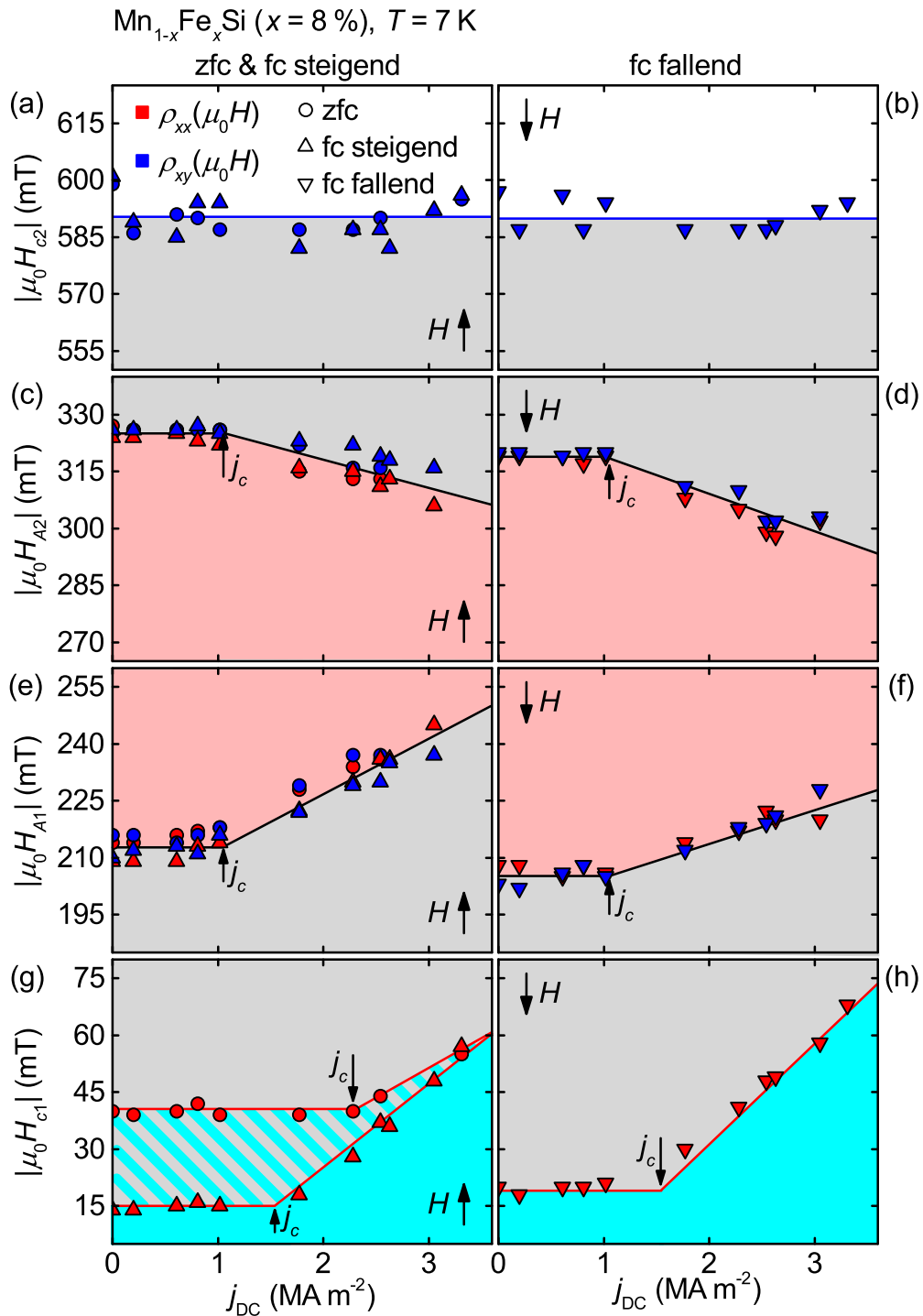


Abb. 4.9: Phasengrenzen von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) in Abhängigkeit von j_{DC} nach Nullfeldkühlung sowie nach Feldkühlung bei steigendem Feld und nach Feldkühlung mit fallendem Feld. (a), (b) Übergang H_{c2} zwischen feldpolarisierter und konischer Phase. (c), (d) Übergang H_{A2} zwischen konischer Phase und SkX-Phase. (e), (f) Übergang H_{A1} zwischen SkX-Phase und konischer Phase. (g), (h) Übergang H_{c1} zwischen konischer und helikaler Phase. Die Linien dienen der Führung des Auges. Die Schattierungen sind an die Farben des magnetischen Phasendiagramms in Abb. 1.19 angelehnt.

Zur Bestimmung der Phasengrenzen H_{A2} und H_{A1} der SkX-Phase wurden die Ränder der sie begrenzenden lokalen Extrema im Längs- und Hall-Widerstand ausgewertet. Die Abhängigkeit des Übergangs H_{A2} von j_{DC} ist in den Abbildungen 4.9(c) und (d) und die Abhängigkeit des Übergangs H_{A1} von j_{DC} in den Abbildungen 4.9(e) und (f) gezeigt. Die derart bestimmten Positionen von H_{A2} und H_{A1} sind unterhalb einer kritischen Stromdichte j_c unabhängig von j_{DC} . Oberhalb einer kritischen Stromdichte von $j_c \approx 1 \text{ MA m}^{-2}$ verschieben sich die Charakteristika für H_{A2} und H_{A1} zunehmend zur Mitte der SkX-Phase. Die aus Längs- und Hall-Widerstand bestimmten Grenzen der SkX-Phase stimmen im Rahmen der Mess- und Ablesegenauigkeit überein. Zwischen den Messungen mit steigendem und fallendem Magnetfeld zeigt sich leichte Hysterese von rund 10 mT.

Als Charakteristikum für den Übergang H_{c1} von der konischen in die helikale Phase wurde bei den feldgekühlten Messungen, wie in Abb. 4.10(a) exemplarisch für $j_{DC} = 0$ und $j_{DC} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$ gezeigt, das Abknicken des Längswiderstands am Rand des lokalen Minimums um $H = 0$ ausgewertet. Bei den nullfeldgekühlten Messungen wurde, wie in Abb. 4.10(b) exemplarisch für $j_{DC} = 0$ und $j_{DC} = 2.54 \text{ MA m}^{-2}$ gezeigt, das Abknicken des Längswiderstands um $H = 0$ bzw. das mit steigendem j_{DC} kontinuierlich entstehende lokale Maximum des Längswiderstands um $H = 0$ als Charakteristikum ausgewertet.

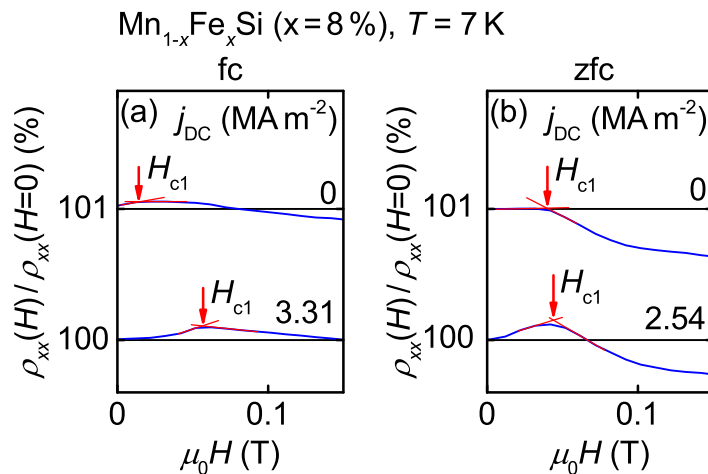


Abb. 4.10: Bestimmung des Übergangs H_{c1} durch Auswertung des Längswiderstands. (a) Für feldgekühlte Messungen bei $j_{DC} = 0$ und $j_{DC} = 3.31 \text{ MA m}^{-2}$. (b) Für nullfeldgekühlte Messungen bei $j_{DC} = 0$ und $j_{DC} = 2.54 \text{ MA m}^{-2}$. Die Daten für $j_{DC} = 0$ sind um 1% nach oben versetzt.

Die Abhängigkeit des Übergangs H_{c1} von j_{DC} ist in den Abbildungen 4.9(g) und (h) gezeigt. Für kleine Stromdichten ist H_{c1} für beide Kühlhistorien unabhängig von j_{DC} . H_{c1} ist bei den nullfeldgekühlten Messungen in guter Übereinstimmung mit der Literatur [95, 139] rund 25 mT größer als bei den feldgekühlten Messungen (vgl. schraffierten Bereich). Oberhalb einer kritischen Stromdichte j_c wächst H_{c1} näherungsweise linear mit steigendem j_{DC} an. Die kritische Stromdichte beträgt bei den feldgekühlten Messungen etwa $j_c \approx 1.5 \text{ MA m}^{-2}$ und bei den nullfeldgekühlten Messungen etwa $j_c \approx 2.3 \text{ MA m}^{-2}$. Unabhängig von der Kühlhistorie steigt H_{c1} bei der größten untersuchten Stromdichte auf rund 60 mT an.

Die Auswirkungen eines DC-Stroms auf die Phasengrenzen von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) werden im folgenden Abschnitt 4.3.2 diskutiert.

4.3.2 Diskussion möglicher Auswirkungen von $j_{DC} > 0$

Die schwache Hysterese der Übergänge H_{A1} und H_{A2} von etwa 10 mT kann damit zusammenhängen, dass die Energielandschaft zwischen konischer Phase und SkX-Phase relativ flach ist. Dadurch kann sich ein Phasenkoexistenzbereich bilden, bei dem sich ein Teil der Probe in der konischen Phase und der restliche Teil der Probe in der SkX-Phase befindet [51, 82].

Das Verschieben der Phasengrenzen H_{A1} und H_{A2} für $j_{DC} \gtrsim 1 \text{ MA m}^{-2}$ kann durch direkte und indirekte Effekte des DC-Stroms erklärt werden. Ein direkter Effekt des DC-Stroms kann sein, dass durch ihn Potentialbarrieren in der flachen Energielandschaft überwunden werden. Es bildet sich dadurch gleichförmigere Ordnung und der Phasenkoexistenzbereich wird kleiner. Dadurch erscheint die SkX-Phase in einem kleineren Feldbereich. In diesem Zusammenhang kann auch die Energie- und Zeitskala für die Bildung der SkX-Phase eine Rolle spielen [80]. Ein indirekter Effekt des DC-Stroms steht in Zusammenhang mit den lokalen Extrema im Längs- und Hall-Widerstand, deren Ränder als Charakteristika für die Bestimmung der SkX-Phase ausgewertet wurden. Durch die zunehmende Kompensation des topologischen Hall-Effekts mit dem DC-Strom werden die Flanken der Extrema flacher und die Grenzen der SkX-Phase erscheinen dadurch nach innen verschoben.

Der Übergang H_{c1} von der konischen in die helikale Phase ist sowohl nach Nullfeldkühlung als auch nach Feldkühlung für kleine DC-Ströme in guter Übereinstimmung mit der Literatur [95, 139]. Die starke Unterdrückung der helikalen Ordnung nach Feldkühlung kann dadurch erklärt werden, dass die schwache magnetische Anisotropie nicht ausreicht, das starke Pinning der konischen Propagationsvektoren zu überwinden (vgl. Abschnitt 1.5.3). Die schwache Hysterese zwischen Messungen mit steigendem und fallendem Magnetfeld kann in Zusammenhang mit einem Phasenkoexistenzbereich von helikaler und konischer Ordnung erklärt werden [95, 139]. Der Effekt, dass sich bei den feldgekühlten Messungen für $j_{DC} \gtrsim 1.5 \text{ MA m}^{-2}$ helikale Ordnung bei kontinuierlich ansteigenden Magnetfeldern ausbildet, kann damit zusammenhängen, dass der DC-Strom dazu beiträgt, das Pinning der konischen Propagationsvektoren zu überwinden. Hierbei spielt möglicherweise die schwache magnetische Anisotropie eine Rolle. Zudem sind Spin-Transfer-Torque-Effekte an topologisch nicht-trivialen Disklinationsdefekten in Domänenwänden [53, 95] denkbar, die den helikalen Zustand energetisch leichter zugänglich machen.

4.4 Einfluss der Strom- und Kühlhistorie

Bei der Analyse der emergenten Elektrodynamik in der SkX-Phase von $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 8\%$) ergeben sich Diskrepanzen in der Kompensation des topologischen Hall-Effekts zwischen temperaturabhängigen Messungen (vgl. Kapitel 3) und magnetfeldabhängigen Messungen. Zur Illustration dieser Unterschiede zeigt Abb. 4.11 den Hall-Widerstand nach verschiedenen Kühlhistorien jeweils für $j_{DC} = 0$ und für $j_{DC} > j_c$. Es ist jeweils die im Bereich der SkX-Phase durch den DC-Strom auftretende Änderung des Hall-Widerstands $\Delta\rho_{xy}$ markiert. Die neben den Daten gezeigten schematischen Phasendiagramme skizzieren die jeweilige Kühlhistorie.

Abbildung 4.11(a) zeigt den Hall-Widerstand in Abhängigkeit des Magnetfeldes nach Nullfeldkühlung bei $j_{DC} = 0$ und bei $j_{DC} = 1.6 \cdot j_c$. Die Abbildungen 4.11(b) und (c) zeigen die Abhängigkeit des Hall-Widerstands bei steigendem und fallendem Magnetfeld nach Feldkühlung jeweils bei $j_{DC} = 0$ und bei $j_{DC} = 2 \cdot j_c$. In Abb. 4.11(d) ist der Hall-Effekt in Abhängigkeit der fallenden Temperatur bei $j_{DC} = 0$ und bei $j_{DC} = 2 \cdot j_c$ dargestellt.

In den temperaturabhängigen Messungen wird der topologische Hall-Effekt bei $j_{DC} = 2 \cdot j_c$ um $\Delta\rho_{xy} \approx 10 \text{ n}\Omega\text{cm}$ und in den magnetfeldabhängigen Messungen bei $j_{DC} = 2 \cdot j_c$ um $\Delta\rho_{xy} \approx 40 \text{ n}\Omega\text{cm}$ (fc) bzw. bei $j_{DC} = 1.6 \cdot j_c$ um $\Delta\rho_{xy} \approx 30 \text{ n}\Omega\text{cm}$ (zfc) kompensiert. Die Änderung des Hall-Widerstands mit der DC-Stromdichte, gezeigt in Abb. 4.12, ist sowohl für die temperatur- als auch die feldabhängigen Messungen näherungsweise linear und beginnt oberhalb derselben kritischen Stromdichte j_c . Bei den feldabhängigen Messungen steigt $\Delta\rho_{xy}$ jedoch steiler mit j_{DC} an als in den temperaturabhängigen Messungen.

Eine Erklärung für diese unterschiedliche Kompensation des topologischen Hall-Effekts kann damit zusammenhängen, dass die SkX-Phase in den beiden betrachteten Szenarien, wie in den schematischen Phasendiagrammen skizziert, aus unterschiedlichen Zuständen kondensiert wurde. Bei den temperaturabhängigen Messungen wurde die SkX-Phase aus dem fluktuationsungeordneten Regime mit starken Fluktuationen [41] und bei den magnetfeldabhängigen Messungen aus der langreichweitig geordneten konischen Phase (vgl. Abschnitt 1.1) kondensiert. Möglicherweise beeinflusst der Zustand vor der Kondensation der SkX-Phase, wie sich das Skymionengitter ausbildet. Die Kondensation des Skymionengitters aus dem fluktuationsungeordneten Regime kann eine Struktur mit einer Vielzahl kleinerer Domänen zur Folge haben. Es wurde beispielsweise in Cu_2OSeO_3 gezeigt, dass ein Skymionengitter aus einer Vielzahl kleiner Domänen aufgebaut sein kann [77, 203]. Bei der Kondensation des Skymionengitters aus der langreichweitig geordneten konischen Phase kann eine Struktur mit wenigen größeren Domänen entstehen. Hierbei spielt die Änderung der topologischen Struktur und das Auftreten emergenter magnetischer Monopole möglicherweise eine Rolle [80]. Abbildung 4.13 zeigt schematisch diese beiden möglichen Zustände.

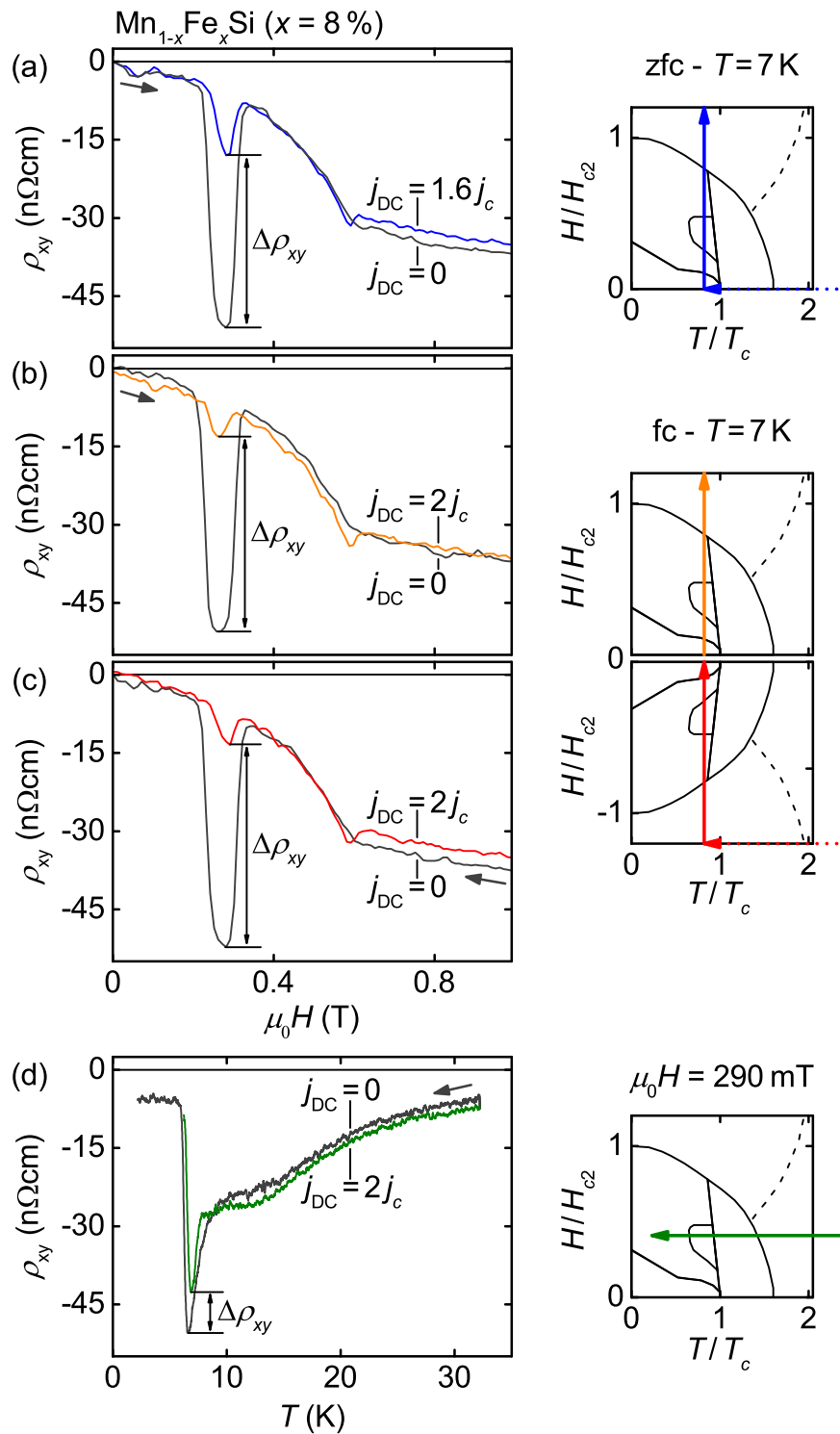


Abb. 4.11: Hall-Widerstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) jeweils bei $j_{\text{DC}} = 0$ (graue Kurven) und $j_{\text{DC}} > j_c$ (farbige Kurven). (a) Bei $T = 7$ K nach Nullfeldkühlung in Abhängigkeit des steigenden Magnetfeldes. (b) Nach Feldkühlung in Abhängigkeit des steigenden Magnetfeldes. (c) Nach Feldkühlung in Abhängigkeit des fallenden Magnetfeldes. (d) Bei $\mu_0 H = 290$ mT in Abhängigkeit der fallenden Temperatur. Die grauen Pfeile geben die Richtung der Magnetfeld- bzw. Temperaturänderung an. Die schematischen Phasendiagramme illustrieren jeweils die Temperatur- und Feldhistorie.

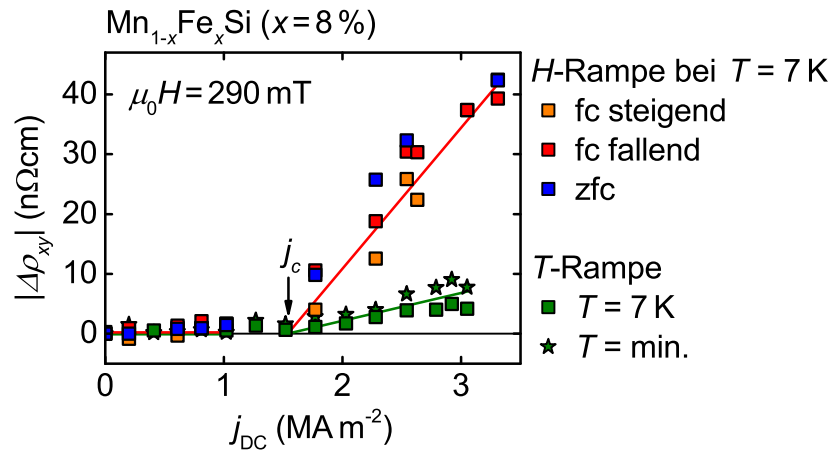


Abb. 4.12: Änderung des Hall-Widerstands $\Delta\rho_{xy}$ bei $\mu_0 H = 290 \text{ mT}$ in Abhängigkeit der DC-Stromdichte j_{DC} für magnetfeldabhängige Messungen nach verschiedenen Kühlhistorien und für temperaturabhängige Messungen bei fallender Temperatur. Die temperaturabhängigen Messungen wurden bei einer Temperatur von $T = 7 \text{ K}$ (Quadrate) und bei der Temperatur des lokalen Minimums im Bereich der SkX-Phase (Sterne) ausgewertet. Die Linien dienen der Führung des Auges.

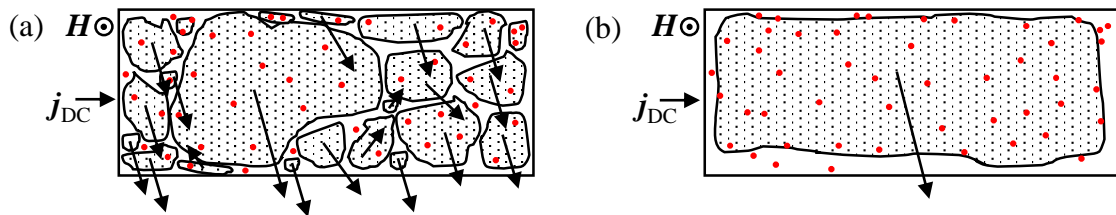


Abb. 4.13: Schematische Darstellung möglicher Domänenstrukturen eines Skyrmionengitters. Die Pfeile symbolisieren Driftrichtungen und die roten Punkte Pinningstellen. (a) Mit einer Vielzahl kleiner Domänen. (b) Mit einer einzelnen großen Domäne.

Für das Pinning der Skyrmionen spielt die Reichweite der Ordnung eine Rolle. Im Falle langreichweitiger Ordnung ist der Effekt des Pinnings durch seinen kollektiven Charakter kleiner [25, 76]. Eine skyrmionische Struktur mit einer Vielzahl kleinerer Domänen erfährt daher bei gleichem Pinningpotential einen größeren Effekt. Im Falle kleinerer Domänen bewegen sich Teile des Skyrmionengitters somit erst bei höheren Stromdichten. Zusätzlich können die kleineren Domänen durch die Bewegung der größeren Domänen von ihrer eigentlichen Trajektorie abgelenkt werden und erzeugen dadurch emergente elektrische Felder, die dem topologischen Hall-Effekt nicht entgegen gerichtet sind. Beide Effekte haben eine schwächere Kompensation des topologischen Hall-Effekts zur Folge. Größere Domänen können sich uniformer bewegen und erzeugen dadurch gleichgerichtete emergente elektrische Felder, die den topologischen Hall-Effekt kohärent und effektiv kompensieren.

Zur Überprüfung, inwiefern der Zustand, in dem sich das System vor der Kondensation der SkX-Phase befindet, Einfluss auf die auftretenden emergenten elektrischen

Felder hat, sollte eine zukünftige Studie die Temperaturabhängigkeit auch bei steigender Temperatur untersuchen. Ist für die Größe der emergenten elektrischen Felder ausschließlich entscheidend, ob das Skymionengitter aus dem langreichweitig geordneten konischen oder dem fluktuationsungeordneten Zustand kondensiert wurde, so ist bei den Messungen mit steigender Temperatur analog zu den Messungen als Funktion des Magnetfeldes eine vollständige Kompensation des topologischen Hall-Effekts zu erwarten.

Ein genaueres Verständnis dafür, wie das Skymionengitter abhängig von der Kühlhistorie kristallisiert lässt sich auf mikroskopischer Ebene erreichen. Auf dieser Skala sind Experimente mittels SANS, REXS, MFM oder LTEM sensitiv.

4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden magnetfeldabhängige Messungen des Längs- und Hall-Widerstands von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) bei unterschiedlichen DC-Strömen sowohl nach Feldkühlung als auch nach Nullfeldkühlung beschrieben. Dadurch konnte in Abschnitt 4.1.1 gezeigt werden, dass neben dem Hall-Widerstand auch der Längswiderstand von $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) im Bereich der SkX-Phase einen zusätzlichen Beitrag aufweist. Oberhalb einer kritischen Stromdichte von etwa $j_c \approx 1.5 \text{ MA m}^{-2}$ treten, wie in Abschnitt 4.2 gezeigt, im Bereich der SkX-Phase sowohl longitudinale als auch transversale emergente elektrische Felder auf, welche die zusätzlichen Beiträge im Längs- und Hall-Widerstand zunehmend kompensieren. Bei der größten untersuchten Stromdichte sind die zusätzlichen Beiträge vollständig kompensiert. Das gleichzeitige Auftreten der longitudinalen und transversalen emergenten elektrischen Felder kann, wie in Abschnitt 4.2.2 besprochen, durch ein nahezu senkrecht Driften des Skymionengitters zum angelegten DC-Strom gedeutet werden. Durch eine in Abschnitt 4.2.3 berichtete Abschätzung werden in MnSi und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 2\%$, 4% und 6%) vergleichbare Driftwinkel erwartet.

Die stromabhängige Untersuchung der Phasengrenzen in Abschnitt 4.3 zeigte, dass die nach Feldkühlung stark unterdrückte helikale Ordnung oberhalb einer kritischen Stromdichte von rund $j_c \approx 1.5 \text{ MA m}^{-2}$ sukzessive zurückkehrt. Dieses Verhalten kann, wie in Abschnitt 4.3.2 diskutiert, in Zusammenhang mit der relativ flachen Energielandschaft und Spin-Transfer-Torque-Effekten an topologisch nicht-trivialen Disklinationsdefekten gedeutet werden.

Durch einen Vergleich von temperatur- und magnetfeldabhängigen Messungen konnte in Abschnitt 4.4 gezeigt werden, dass die Magnetfeld- und Temperaturhistorie vor der Kondensation des Skymionengitters entscheidenden Einfluss auf die Größe der auftretenden emergenten elektrischen Felder hat. Nach der Kondensation der SkX-Phase aus der langreichweitig geordneten konischen Phase kann der topologische

Beitrag zum Hall-Effekt vollständig kompensiert werden, während nach der Kondensation der SkX-Phase aus dem fluktuationsungeordneten Regime bei vergleichbaren DC-Stromdichten deutlich kleinere emergente elektrische Felder auftreten.

Hall-Effekt-Messungen an MnSi

In diesem Kapitel werden Untersuchungen des elektrischen Transports von epitaktischen MnSi-Dünnfilmen der Dicken 3 nm, 30 nm und 50 nm mit dem externen Magnetfeld senkrecht und parallel zur Probenoberfläche durch Messungen in Standard-Hall-Geometrie und planarer Hall-Geometrie beschrieben. Diese temperatur- und magnetfeldabhängigen Messungen erlauben in beiden Geometrien die Unterscheidung paramagnetischer, feldpolarisierter und helimagnetischer Bereiche. Zudem wird gezeigt, dass der planare Widerstand bei überlagerten DC-Stromdichten bis zu $j_{\text{DC}} = 45 \text{ MA m}^{-2}$ unverändert bleibt.

Zum besseren Verständnis der Messungen mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche werden zunächst die bekannten Phasengrenzen einer MnSi-Volumenprobe in planarer Hall-Geometrie reproduziert. Zudem wird gezeigt, dass sich ihr planarer Hall-Widerstand in der Skyrmionenphase oberhalb einer kritischen Stromdichte verändert.

Das Kapitel ist folgendermaßen gegliedert. Zunächst werden Transportmessungen in planarer Hall-Geometrie ohne überlagerten DC-Strom an einer MnSi-Volumenprobe besprochen und es wird anschließend demonstriert, dass der planare Hall-Widerstand im Bereich der SkX-Phase durch einen DC-Strom verändert wird. Danach werden die experimentellen Ergebnisse der Messungen an den untersuchten MnSi-Dünnfilmen in Standard-Hall-Geometrie sowie in planarer Hall-Geometrie gezeigt. Im Anschluss wird demonstriert, dass DC-Ströme bis zu $j_{\text{DC}} = 45 \text{ MA m}^{-2}$ keinen Einfluss auf den planaren Längs- und Hall-Widerstand der untersuchten MnSi-Dünnfilme haben. Das Kapitel wird durch eine Diskussion und eine Zusammenfassung abgeschlossen.

5.1 Experimentelle Ergebnisse: Volumenprobe

Für die in Abschnitt 5.2 ausführlich dargestellte Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der MnSi-Dünnschichten wurden Messungen sowohl in Standard-Hall-Geometrie als auch in planarer Hall-Geometrie durchgeführt. Messungen in planarer Hall-Geometrie wurden von Yokouchi *et al.*, wie in Abschnitt 1.7 ausführlich beschrieben, bereits zur Charakterisierung von MnSi-Dünnschichten verwendet [158]. Zum besseren Verständnis dieser ungewöhnlichen Messgröße bzw. Messmethode werden im Folgenden experimentelle Ergebnisse von Transportmessungen in planarer Hall-Geometrie an der MnSi-Volumenprobe Y_{Vol} gezeigt und mit denen von Transportmessungen in Standard-Hall-Geometrie (vgl. Kapitel 3) verglichen.

In Abschnitt 5.1.1 werden die Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit des planaren Widerstands besprochen und dabei die bekannten Phasengrenzen reproduziert. Im Anschluss wird in Abschnitt 5.1.2 durch magnetfeldabhängige Messungen demonstriert, dass ein DC-Strom oberhalb eines Schwellwerts Einfluss auf den planaren Hall-Widerstand im Bereich der SkX-Phase hat.

In Standard-Hall-Geometrie gemessene Größen werden im Folgenden mit hochgestelltem HE und in planarer Hall-Geometrie gemessene Größen mit hochgestelltem PHE gekennzeichnet.

5.1.1 Planarer Längs- und Hall-Widerstand bei $j_{\text{DC}} = 0$

Im Folgenden werden die Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit des planaren Längs- und Hall-Widerstands der MnSi-Volumenprobe Y_{Vol} besprochen. Weiterhin wird der temperaturabhängige planare Widerstand im Bereich der SkX-Phase mit Messungen in Standard-Hall-Geometrie verglichen. Eine Diskussion von planaren Hall-Leitfähigkeiten ist in diesem Kontext nicht üblich.

(a) Temperaturabhängigkeit

Die Präsentation der Daten beginnt mit der Temperaturabhängigkeit des planaren Längswiderstands im Nullfeld und für Magnetfelder im Bereich der SkX-Phase, gezeigt in Abb. 5.1(a1). Der planare Längswiderstand steigt, wie für ein Metall charakteristisch, mit der Temperatur monoton an. Im untersuchten Temperaturbereich ist der planare Längswiderstand im Wesentlichen unabhängig vom externen Magnetfeld. Der planare Längswiderstand verhält sich qualitativ ähnlich zum exemplarisch für $\mu_0 H = 250 \text{ mT}$ in Abb. 5.1(a2) gezeigten Längswiderstand von Probe Y_{-1} in Standard-Hall-Geometrie (vgl. Kapitel 3).

Abbildung 5.1(b1) zeigt den planaren Hall-Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur. Der planare Hall-Widerstand ist für die untersuchten Magnetfelder qualitativ

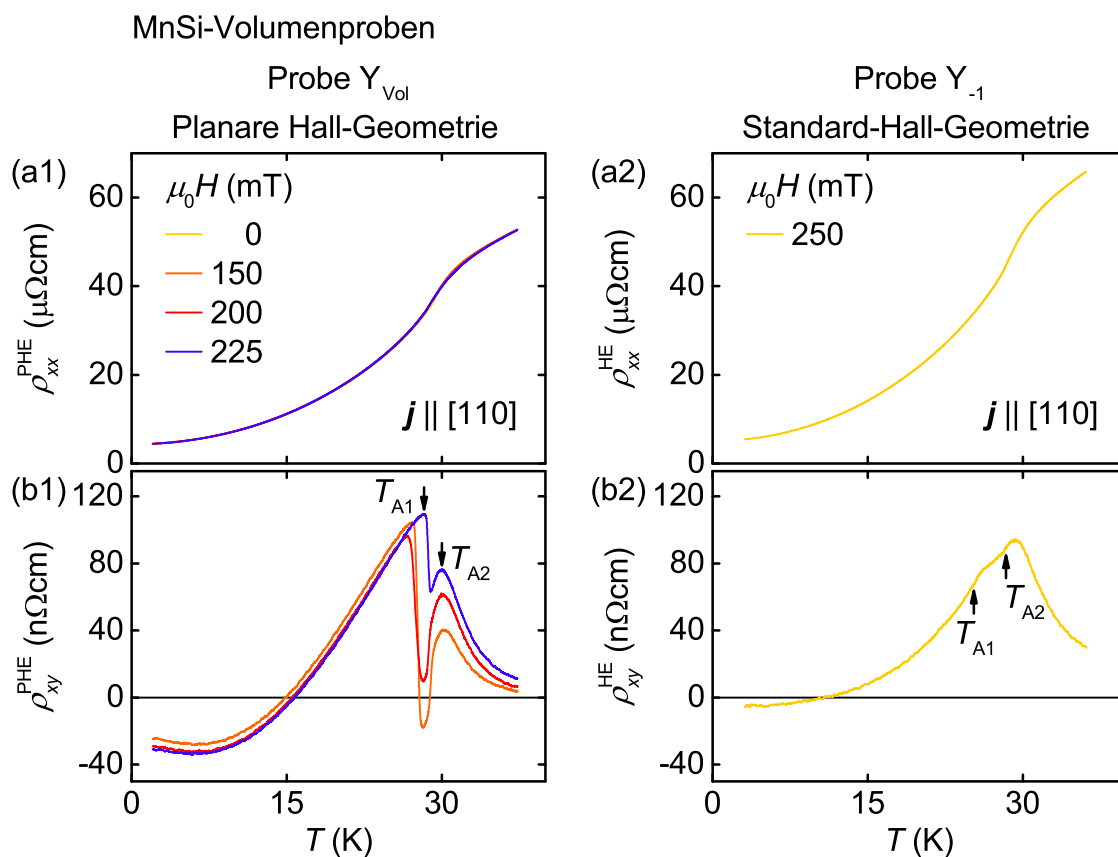


Abb. 5.1: Widerstand von MnSi in Abhängigkeit der Temperatur. (a1) Planarer Längswiderstand der MnSi-Volumenprobe Y_{Vol} bei externen Magnetfeldern bis $\mu_0 H = 225$ mT. (b1) Planarer Hall-Widerstand. (a2) Längswiderstand der MnSi-Volumenprobe Y_{-1} bei einem externen Magnetfeld von $\mu_0 H = 250$ mT in Standard-Hall-Geometrie. (b2) Hall-Widerstand. Die schwarzen Pfeile markieren den Temperaturbereich T_{A1} bis T_{A2} der SkX-Phase.

sehr ähnlich. Von tiefen Temperaturen kommend ist er zunächst negativ und weist bei rund $T \approx 7$ K ein lokales Minimum auf. Mit steigender Temperatur wächst der planare Hall-Widerstand monoton an und wechselt bei etwa $T \approx 15$ K sein Vorzeichen. Knapp unterhalb der Übergangstemperatur $T_c \approx 30$ K weist der planare Hall-Widerstand ein lokales Maximum auf. Auffällig ist insbesondere ein ausgeprägtes lokales Minimum um etwa $T \approx 30$ K, das durch steile Flanken begrenzt ist (vgl. schwarze Pfeile). Dieses lokale Minimum zwischen den Temperaturen T_{A1} und T_{A2} ist charakteristisch für die SkX-Phase. Für $\mu_0 H = 150$ mT ist das lokale Minimum am stärksten ausgeprägt. Seine Tiefe nimmt mit zunehmendem Magnetfeld kontinuierlich ab. In Abb. 5.1(b2) ist zum Vergleich der Hall-Widerstand von Probe Y_{-1} in Standard-Hall-Geometrie gezeigt (vgl. Kapitel 3). Die Größe des Hall-Widerstands in Standard-Hall-Geometrie ist vergleichbar mit der des planaren Hall-Widerstands. Im Bereich der SkX-Phase zwischen T_{A1} und T_{A2} (vgl. schwarze Pfeile) zeigt der Hall-

Widerstand in Standard-Hall-Geometrie eine schwache Erhöhung, die im Vergleich zur Signatur der SkX-Phase im planaren Hall-Widerstand relativ klein ist.

(b) Magnetfeldabhängigkeit

In Abb. 5.2(a) ist der magnetfeldabhängige planare Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert bei ausgewählten Temperaturen gezeigt. Die Daten werden von kleinen zu großen Temperaturen besprochen.

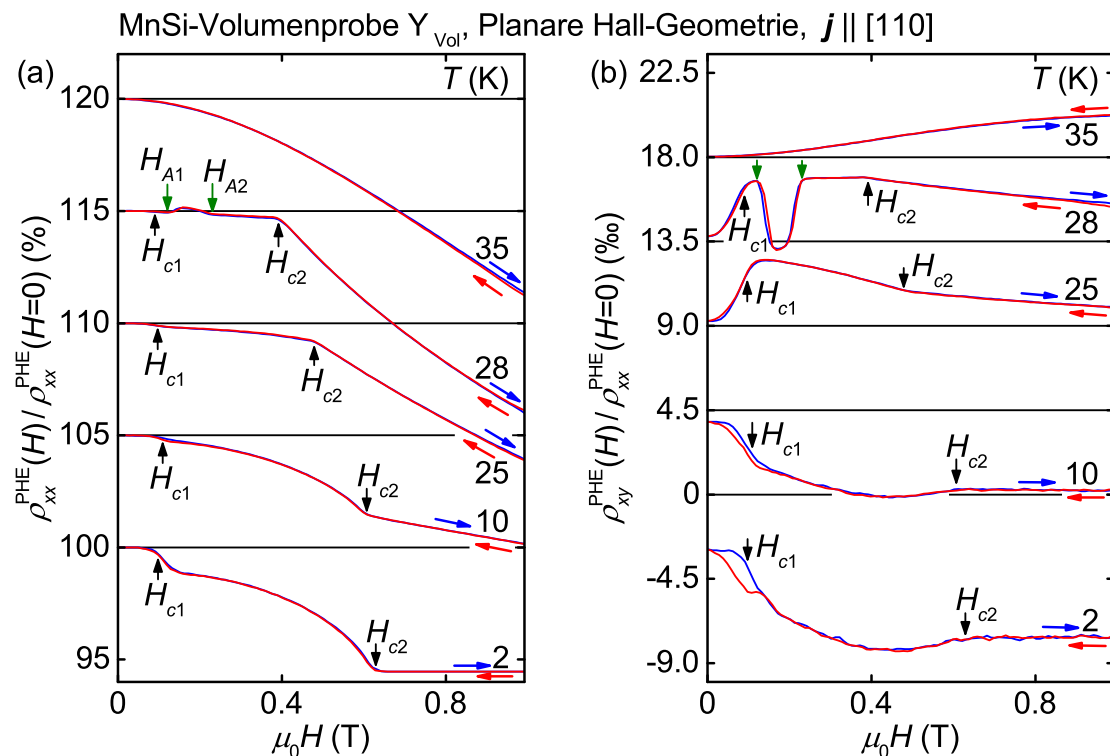


Abb. 5.2: Planarer Widerstand der MnSi-Volumenprobe Y_{Vol} in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes für Temperaturen zwischen $T = 2$ K und 35 K. (a) Planarer Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert. Pro Temperatur um 5 % nach oben versetzt. (b) Planarer Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands. Pro Temperatur um 4.5 ‰ nach oben versetzt. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

Grundsätzlich fällt der planare Längswiderstand mit steigendem Magnetfeld ab. Am Übergang H_{c1} von der helikalen in die konische Phase weist der planare Längswiderstand eine Stufe auf. Mit steigender Temperatur ist die Stufe zunehmend schwächer ausgeprägt und bei $T = 35$ K schließlich nicht mehr erkennbar. Charakteristisch für den Übergang H_{c2} von der konischen in die feldpolarisierte Phase ist ein Abknicken der Kurven [158]. Der Knick verschiebt sich mit zunehmender Temperatur in guter Übereinstimmung mit der Literatur kontinuierlich zu kleineren Feldwerten [51, 82, 139].

Für Magnetfelder oberhalb des Knicks ist der planare Längswiderstand bei einer Temperatur von $T = 2$ K konstant, für höhere Temperaturen fällt er dort monoton ab. Bei einer Temperatur von $T = 28$ K ist der planare Längswiderstand im Feldbereich H_{A1} bis H_{A2} der SkX-Phase (vgl. grüne Pfeile) lokal erhöht [158]. Bei $T = 35$ K fällt der planare Längswiderstand im gesamten untersuchten Feldbereich, ohne abzuknicken, monoton ab. Der planare Längswiderstand zeigt keine Hysterese.

Die Magnetfeldabhängigkeit des planaren Hall-Widerstands normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands ist in Abb. 5.2(b) für ausgewählte Temperaturen gezeigt. Die Normierung wurde zur besseren Vergleichbarkeit der Daten mit der Literatur [158] vorgenommen.

Der planare Hall-Widerstand ist bei $T = 2$ K und 10 K stets negativ. Mit steigendem Magnetfeld fällt der planare Hall-Widerstand auf ein lokales Minimum ab. Oberhalb des Minimums steigt der planare Hall-Widerstand schwach bis zum Übergang H_{c2} an, knickt dort ab und bleibt für größere Magnetfelder konstant. Um den Feldbereich des Übergangs H_{c1} bis etwa $\mu_0 H \approx 150$ mT ist starke Hysterese zu beobachten.

Zwischen $T = 10$ K und 25 K ändert der planare Hall-Widerstand sein Vorzeichen. Bei $T = 25$ K ist er stets positiv und steigt mit zunehmendem Magnetfeld auf ein lokales Maximum bei H_{c1} an. Für Magnetfelder oberhalb des Maximums fällt er monoton mit einem Knick am Übergang H_{c2} ab. Für kleine Magnetfelder bis zum Übergang bei H_{c1} zeigt der planare Hall-Widerstand schwache Hysterese.

Bei $T = 28$ K verhält sich der planare Hall-Widerstand qualitativ ähnlich. Im Feldbereich der SkX-Phase (vgl. grüne Pfeile) weist er jedoch in guter Übereinstimmung mit der Literatur [158] ein lokales Minimum auf, das durch steile Flanken begrenzt ist und das Gesamtsignal dominiert. Für Magnetfelder oberhalb des lokalen Minimums bleibt der planare Hall-Widerstand zunächst konstant, bis er am Übergang H_{c2} abknickt und für weiter steigende Magnetfelder monoton abfällt. Von $H = 0$ bis zur oberen Feldgrenze des lokalen Minimums ist schwache Hysterese zu beobachten.

Oberhalb der Ordnungstemperatur, beispielhaft gezeigt bei $T = 35$ K, wächst der planare Hall-Widerstand monoton mit dem Magnetfeld an und zeigt keine Hysterese.

5.1.2 Planarer Längs- und Hall-Widerstand bei $j_{DC} > 0$

Die Darstellung der experimentellen Ergebnisse wird mit der Magnetfeldabhängigkeit des planaren Widerstands im Temperaturbereich der SkX-Phase bei $T = 28$ K und angelegten DC-Strömen bis $j_{DC} = 4.31$ MA m⁻², gezeigt in Abb. 5.3, fortgesetzt. Da bei dieser Temperatur weder der Längs- noch der Hall-Widerstand signifikante Hysteresen aufweisen (vgl. Abschnitt 5.1.1), werden nur Daten bei steigendem Magnetfeld (vgl. blaue Pfeile) gezeigt. Die im Folgenden beschriebenen Beobachtungen sind bei fallendem Magnetfeld analog.

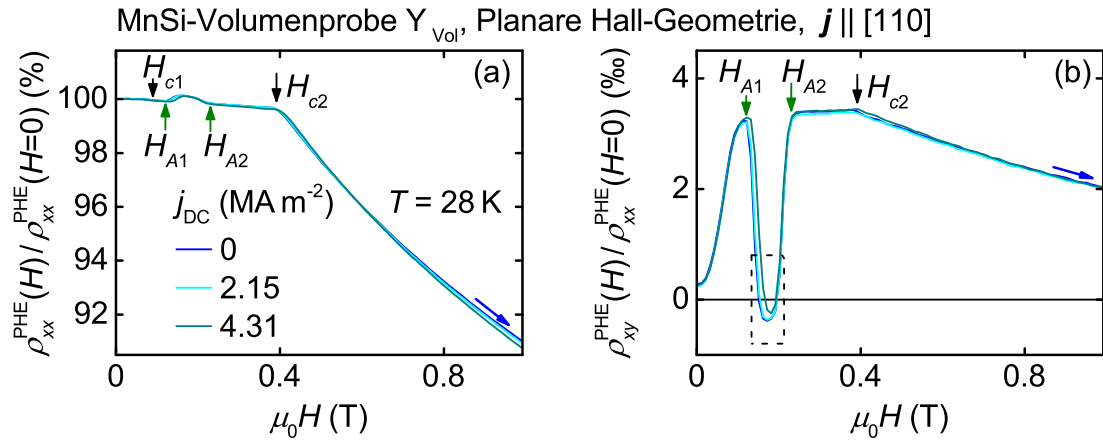


Abb. 5.3: Widerstand der MnSi-Volumenprobe Y_{Vol} in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $T = 28$ K und DC-Strömen bis $j_{\text{DC}} = 4.31$ MA m⁻² für steigende Magnetfelder. (a) Planarer Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert. (b) Planarer Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands. Der Feldbereich der SkX-Phase (vgl. gestricheltes Rechteck) ist in Abb. 5.4 vergrößert dargestellt.

Der planare Längswiderstand weicht für $j_{\text{DC}} > 0$ von $H = 0$ bis etwa $\mu_0 H \approx 600$ mT nicht von der Messung bei $j_{\text{DC}} = 0$ ab. Die zunehmende Abweichung für größere Magnetfelder kann durch eine Änderung der Proben temperatur mit dem Magnetfeld (vgl. Abschnitt 2.4.2) erklärt werden.

Der planare Hall-Widerstand weicht bei $j_{\text{DC}} = 2.15$ MA m⁻² im gesamten Feldbereich nicht von der Messung bei $j_{\text{DC}} = 0$ ab. Bei $j_{\text{DC}} = 4.31$ MA m⁻² ist das lokale Minimum des planaren Hall-Widerstands im Bereich der SkX-Phase, wie in Abb. 5.4 vergrößert dargestellt, jedoch etwa 5% weniger tief als bei der Messung mit $j_{\text{DC}} = 0$ (vgl. schwarze Pfeile). Mögliche Ursachen werden in Abschnitt 5.3 diskutiert.

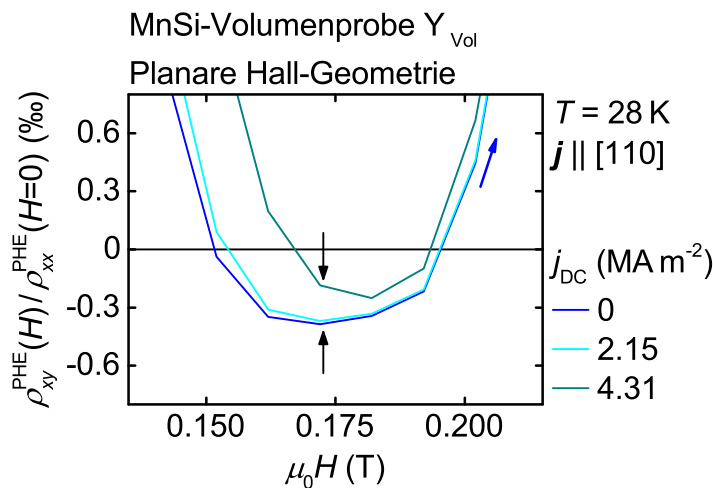


Abb. 5.4: Vergrößerte Darstellung von Abb. 5.3(b) (vgl. gestricheltes Rechteck) im Feldbereich der SkX-Phase.

5.2 Experimentelle Ergebnisse: Dünnsfilme

In diesem Abschnitt werden die Transportmessungen in Standard-Hall-Geometrie mit dem externen Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche und in planarer Hall-Geometrie mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche an MnSi-Dünnsfilmen besprochen. Die Proben der Dicken 3 nm, 30 nm und 50 nm werden als Probe Y_3 , Probe Y_{30} und Proben $Y_{50,P1}$ bzw. $Y_{50,P2}$ bezeichnet. Bei Probe Y_3 steht die Probenoberfläche senkrecht zu $[100]$ und bei den Proben Y_{30} , $Y_{50,P1}$ sowie $Y_{50,P2}$ senkrecht zu $[111]$. Die Proben $Y_{50,P1}$ und $Y_{50,P2}$ unterscheiden sich durch die Richtungen des Stroms \mathbf{j} . Die Herstellung der Proben ist in Abschnitt 2.1 dargestellt. Eine Übersicht der untersuchten Proben ist in Tabelle 2.3 gegeben.

Bei der Besprechung der Daten werden im Folgenden in beiden Geometrien verschiedene charakteristische Merkmale, die sich mit der Temperatur und dem externen Magnetfeld systematisch entwickeln, beobachtet. Abbildung 5.5 zeigt die Abhängigkeit dieser Merkmale von der Temperatur und dem externen Magnetfeld. Dabei sind die untersuchten Proben von links nach rechts mit ansteigender Filmdicke angeordnet. In der oberen Reihe sind die Messungen mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche (Standard-Hall-Geometrie) und in der unteren Reihe mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche (planare Hall-Geometrie) gezeigt. Für jede Probe kann, wie auch in der Literatur berichtet und in Abschnitt 1.6 zusammengefasst, in beiden Geometrien ein helimagnetisches, feldpolarisiertes und paramagnetisches Regime unterschieden werden. Der Feld- und Temperaturbereich des helimagnetischen Regimes nimmt mit abnehmender Filmdicke ab. Bei den 30 nm und 50 nm dicken Proben werden innerhalb des helimagnetischen Regimes mehrere Bereiche (vgl. rote Schraffierungen) beobachtet.

Die Messungen, die für die in Abb. 5.5 gezeigten Abhängigkeiten analysiert wurden, werden im Folgenden genauer besprochen. Hierbei beziehen sich die Teilabbildungen (a), (b), (c) und (d) von links nach rechts auf die Proben Y_3 , Y_{30} , $Y_{50,P1}$ und $Y_{50,P2}$. Von oben nach unten sind verschiedene Messgrößen angeordnet. Manche Abbildungen sind zur besseren Übersichtlichkeit auf eine Doppelseite aufgeteilt. In Standard-Hall-Geometrie gemessene Größen werden dabei mit hochgestelltem HE und in planarer Hall-Geometrie gemessene Größen mit hochgestelltem PHE gekennzeichnet.

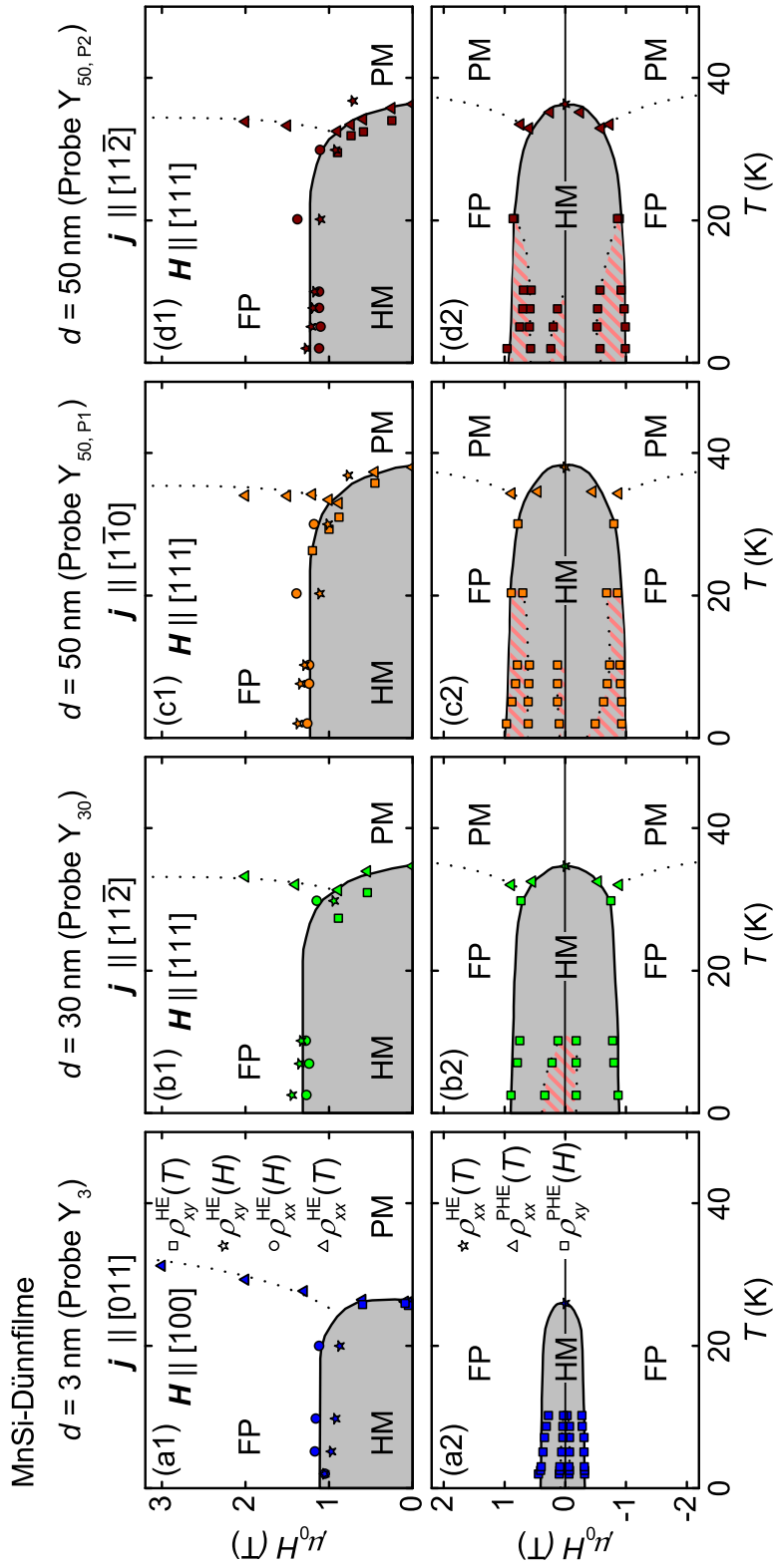


Abb. 5.5: Abhängigkeiten charakteristischer Punkte des Längs- und Hall-Widerstands von Temperatur und externem Magnetfeld der MnSi-Dünnschichten Y_3 , Y_{30} , $Y_{50, P1}$ und $Y_{50, P2}$. Es werden feldpolarisierte (FP), paramagnetische (PM) und helimagnetische (HM) Regime unterschieden. (a1)-(d1) Aus Messungen in Standard-Hall-Geometrie mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche. (a2)-(d2) Aus Messungen in planarer Hall-Geometrie mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche. Die Linien dienen der Führung des Auges. Die Abgrenzung der verschiedenen Regime und Bereiche ist im Text beschrieben.

5.2.1 Längs- und Hall-Widerstand in Standard-Hall-Geometrie

In diesem Abschnitt werden temperatur- und magnetfeldabhängige Transportmessungen in Standard-Hall-Geometrie mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche an den untersuchten MnSi-Dünnsfilmen gezeigt.

(a) Temperaturabhängigkeit

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 sind temperaturabhängige Messungen nach Nullfeldkühlung bei externen Magnetfeldern bis $\mu_0 H = 2$ T dargestellt. Der Längswiderstand im Nullfeld und für ausgewählte Magnetfelder ist in der oberen Reihe der Abbildungen gezeigt. Bei jeder Probe steigt der Widerstand, wie für ein Metall charakteristisch, mit der Temperatur an. Durch das Magnetfeld wird der Widerstand in einem mittleren Temperaturbereich (vgl. schwarze Pfeile) zunehmend abgesenkt. Die Wendepunkte des Längswiderstands sind mit farbigen Pfeilen gekennzeichnet und ihre Entwicklung mit dem Magnetfeld ist in der oberen Reihe von Abb. 5.5 zusammengefasst.

Die mittlere Reihe der Abbildungen 5.6 und 5.7 zeigt die erste Ableitung des Längswiderstands nach der Temperatur bei $H = 0$. Die Ableitung ist für alle Proben durch ein lokales Maximum (vgl. schwarze Pfeile) geprägt. Analog zur Definition der Übergangstemperatur T_c in den Volumenproben wird der Wendepunkt des Längswiderstands, und somit das lokale Maximum der ersten Ableitung, als Kriterium für magnetische Ordnung verwendet. Die Übergangstemperatur steigt mit zunehmender Filmstärke an. Diese Abhängigkeit wird in Abschnitt 5.3 diskutiert und mit Literaturwerten verglichen. Die Oszillation der Ableitung ist ein Artefakt der Messung mittels Lock-in-Technik und wird durch das Ableiten verstärkt.

Die Abhängigkeit des Hall-Widerstands von der Temperatur bei ausgewählten externen Magnetfeldern ist in der unteren Reihe der Abbildungen 5.6 und 5.7 gezeigt. Der Hall-Widerstand von Probe Y_3 und von den dickeren Proben verhält sich qualitativ und quantitativ unterschiedlich.

Bei den dickeren Proben ist der Hall-Widerstand stets positiv und durch ein breites lokales Maximum geprägt. Das lokale Maximum verschiebt sich mit zunehmendem Magnetfeld zu größeren Werten. Bei Probe Y_3 wächst der Hall-Widerstand von einem lokalen Minimum bei niedrigen Temperaturen mit steigender Temperatur auf ein lokales Maximum an. Das lokale Maximum ist bei vergleichbaren Magnetfeldern deutlich kleiner als bei den dickeren Proben. Der Hall-Widerstand ist, bis auf kleine Bereiche bei tiefen Temperaturen und kleinen Magnetfeldern, grundsätzlich positiv. Die von den lokalen Maxima aus bei niedrigeren Temperaturen gelegenen Wendepunkte (vgl. farbige Pfeilspitzen) werden in guter Übereinstimmung mit den Wendepunkten des Längswiderstands als Grenzen für die in der oberen Reihe von Abb. 5.5 gezeigten Regime verwendet.

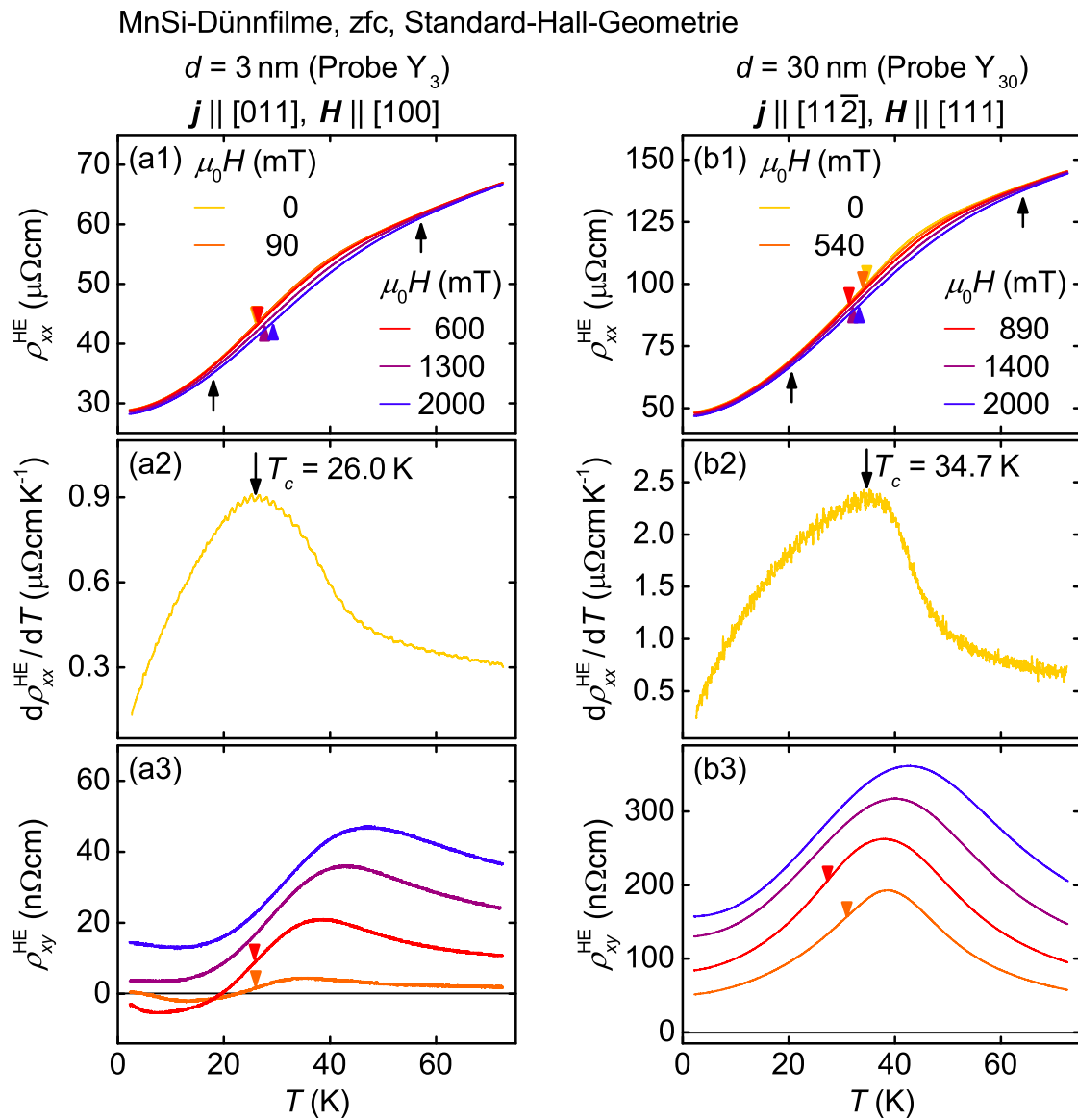


Abb. 5.6: Widerstand der MnSi-Dünnsfilme Y_3 und Y_{30} in Standard-Hall-Geometrie nach Nullfeldkühlung in Abhängigkeit der Temperatur bei ausgewählten externen Magnetfeldern bis $\mu_0 H = 2000$ mT. (a1), (b1) Längswiderstand. Die farbigen Pfeilspitzen markieren den Wendepunkt. Der Bereich zwischen den schwarzen Pfeilen wird durch Magnetfelder signifikant beeinflusst. (a2), (b2) Erste Ableitung des Längswiderstands mit Übergangstemperatur T_c . (a3), (b3) Hall-Widerstand. Die farbigen Pfeilspitzen markieren einen Wendepunkt.

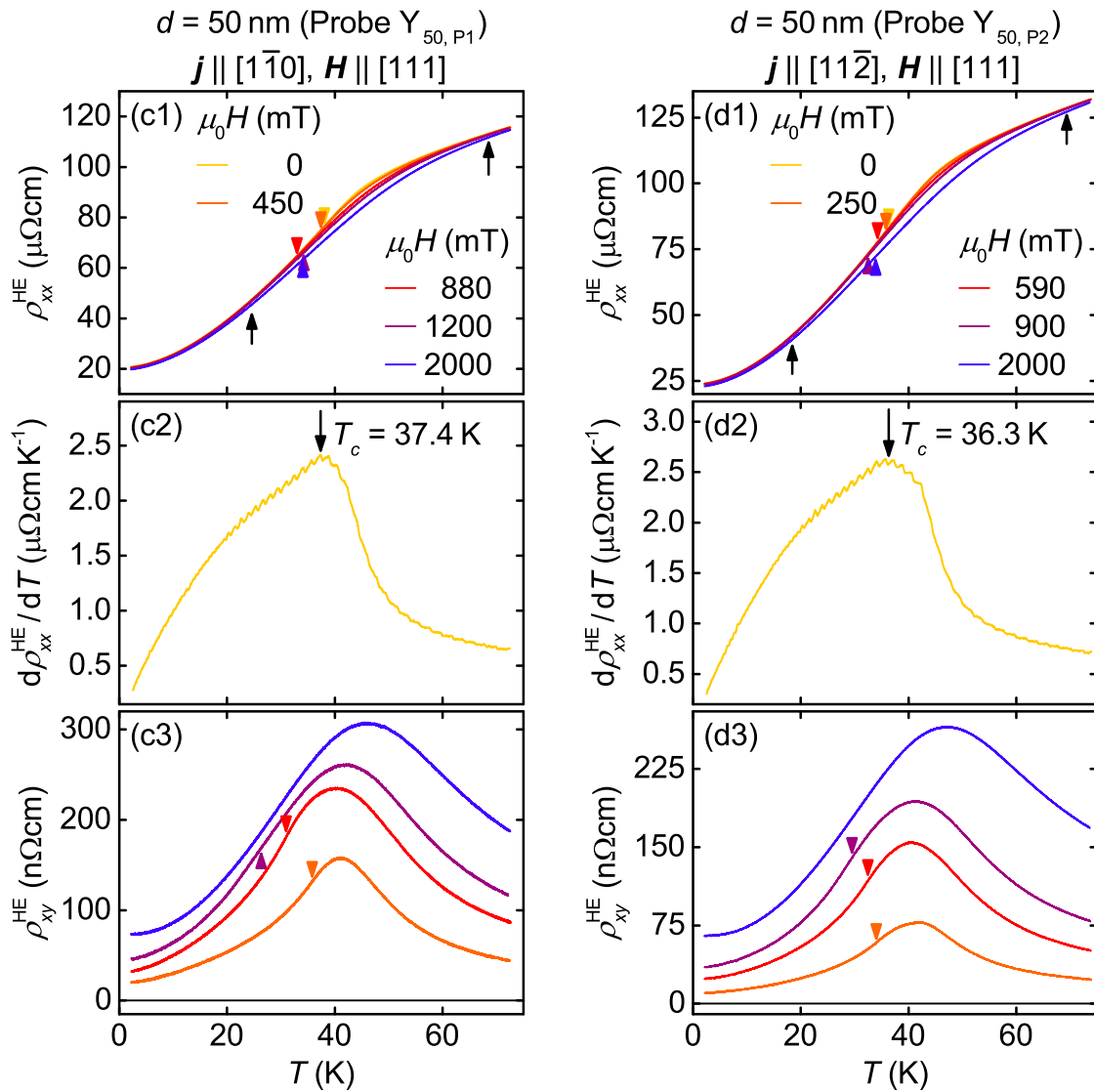


Abb. 5.7: Widerstand der MnSi-Dünnschichten $Y_{50,P1}$ und $Y_{50,P2}$ in Standard-Hall-Geometrie nach Nullfeldkühlung in Abhängigkeit der Temperatur bei ausgewählten externen Magnetfeldern bis $\mu_0 H = 2000$ mT (Fortsetzung von Abb. 5.6). (c1), (d1) Längswiderstand. Die farbigen Pfeilspitzen markieren den Wendepunkt. Der Bereich zwischen den schwarzen Pfeilen wird durch Magnetfelder signifikant beeinflusst. (c2), (d2) Erste Ableitung des Längswiderstands mit Übergangstemperatur T_c . (c3), (d3) Hall-Widerstand. Die farbigen Pfeilspitzen markieren einen Wendepunkt.

(b) Magnetfeldabhängigkeit

Abbildung 5.8 zeigt den Widerstand bis $|\mu_0 H| = 14 \text{ T}$ bei einer Temperatur von $T = 3 \text{ K}$ in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen die Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands bis $|\mu_0 H| = 2 \text{ T}$ bei unterschiedlichen Temperaturen.

Der in der jeweils oberen Reihe der Abb. 5.8 (Daten bis $|\mu_0 H| = 14 \text{ T}$) sowie der Abbildungen 5.9 und 5.10 (Daten bis $|\mu_0 H| = 2 \text{ T}$) gezeigte, auf seinen Nullfeldwert normierte, Längswiderstand verhält sich bei allen untersuchten Proben qualitativ ähnlich. Er fällt bei allen untersuchten Temperaturen mit zunehmendem Magnetfeld monoton ab. Für Temperaturen oberhalb der Übergangstemperatur T_c (vgl. Abbildungen 5.6 und 5.7) ist die Krümmung stets gleich. Unterhalb der Übergangstemperatur T_c ändert sich die Krümmung. Die korrespondierenden Wendepunkte (vgl. blaue Pfeilspitzen) sind in der oberen Reihe von Abb. 5.5 zur Abgrenzung des helimagnetischen Regimes eingezeichnet.

In der jeweils unteren Reihe der Abb. 5.8 (Daten bis $|\mu_0 H| = 14 \text{ T}$) sowie der Abbildungen 5.9 und 5.10 (Daten bis $|\mu_0 H| = 2 \text{ T}$) ist der Hall-Widerstand gezeigt. Er verhält sich bei den dickeren Proben qualitativ ähnlich. Bei diesen Proben ist er stets positiv und wächst mit steigendem Magnetfeld stetig an. Es ist keine systematische Hysterese zu beobachten. Für Temperaturen unterhalb der Übergangstemperatur T_c (vgl. Abbildungen 5.6 und 5.7) tritt ein deutlicher Knick (vgl. blaue Pfeilspitzen) auf. Mit zunehmender Temperatur verschieben sich die Knicke zu kleineren Feldwerten. Oberhalb der Übergangstemperatur T_c wächst der Hall-Widerstand, ohne abzuknicken, monoton mit dem Magnetfeld an.

Bei Probe Y_3 verhält sich der Hall-Widerstand qualitativ anders. Im Temperaturbereich zwischen $T = 2 \text{ K}$ und 20 K fällt der Hall-Widerstand von kleinen Magnetfeldern kommend auf ein lokales Minimum ab und steigt danach monoton mit dem Magnetfeld an. Für kleine Magnetfelder ist der Hall-Widerstand teilweise negativ und zeigt eine deutliche Hysterese. Die Größe der Hysterese nimmt mit zunehmender Temperatur ab. Bei Magnetfeldern um $\mu_0 H = 1 \text{ T}$ knickt der Hall-Widerstand ab (vgl. blaue Pfeilspitzen). Für Temperaturen oberhalb von $T = 20 \text{ K}$ steigt der Hall-Widerstand monoton, ohne abzuknicken, an.

Die Knicke (vgl. blaue Pfeilspitzen), sowohl von Probe Y_3 als auch von den dickeren Proben, sind in der oberen Reihe von Abb. 5.5 zur Abgrenzung des helimagnetischen Regimes eingezeichnet.

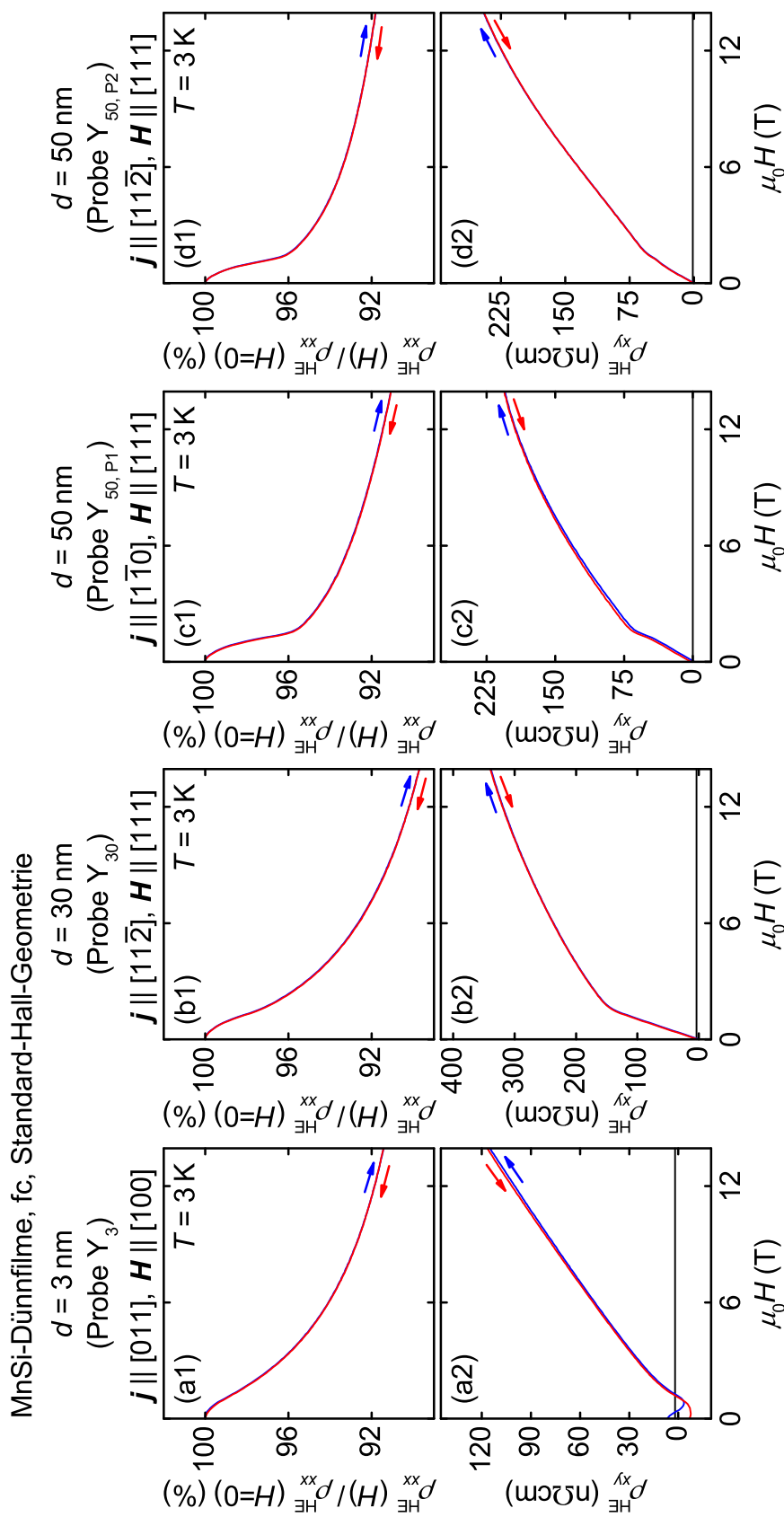


Abb. 5.8: Widerstand der MnSi-Dünnschichten Y_3 , Y_{30} , $Y_{50, P1}$ und $Y_{50, P2}$ in Standard-Hall-Geometrie nach Feldkühlung in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $T = 3 \text{ K}$. (a1)-(d1) Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert. (a2)-(d2) Hall-Widerstand. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an. Der Feldbereich bis $|\mu_0 H| = 2 \text{ T}$ ist in den Abbildungen 5.9 und 5.10 genauer dargestellt.

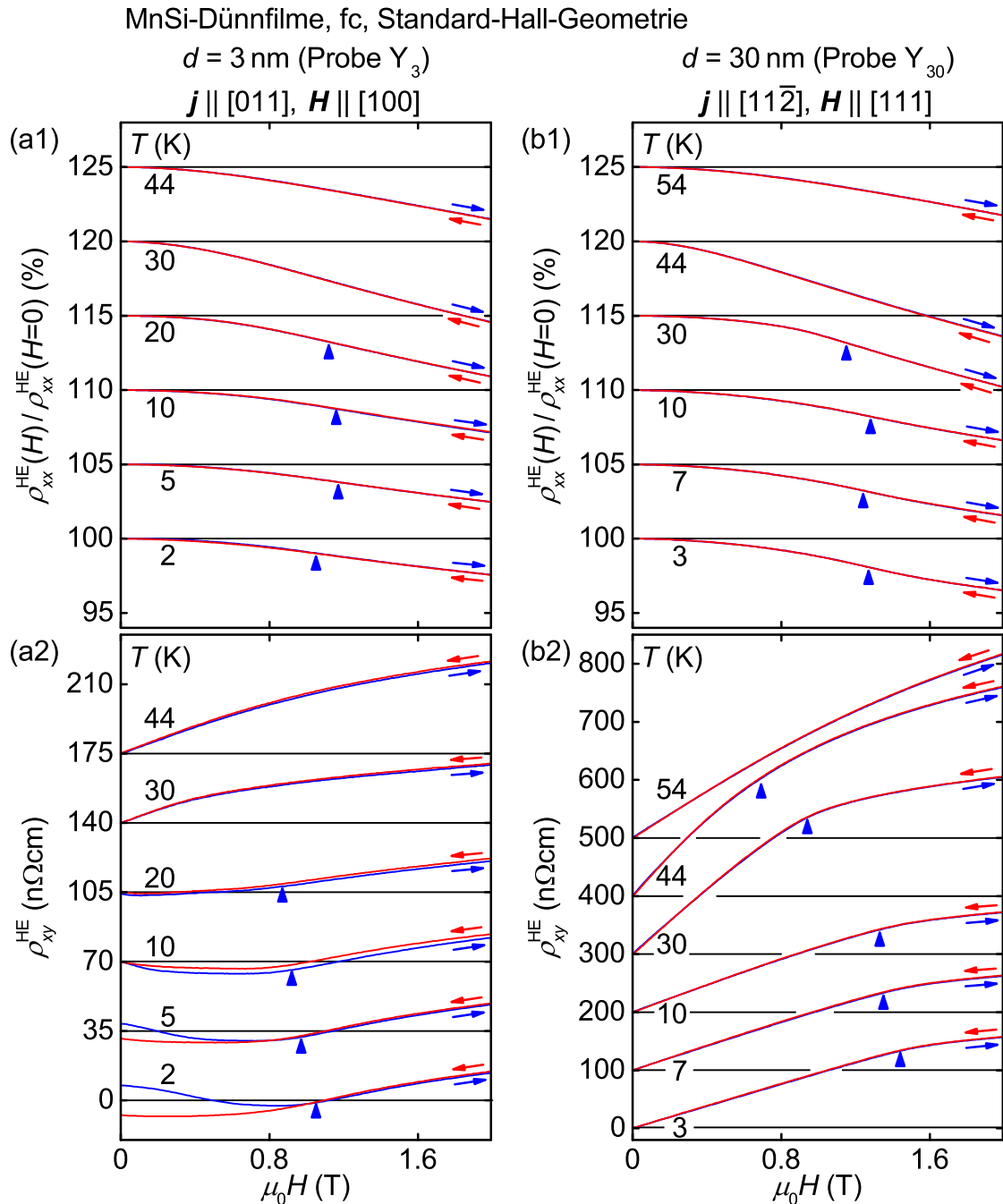


Abb. 5.9: Widerstand der MnSi-Dünnsfilme Y_3 und Y_{30} in Standard-Hall-Geometrie nach Feldkühlung in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei Temperaturen zwischen $T = 2 \text{ K}$ und 54 K . (a1), (b1) Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert, wobei die Kurven mit steigender Temperatur jeweils um 5% nach oben verschoben sind. Die blauen Pfeilspitzen markieren den Wendepunkt. (a2), (b2) Hall-Widerstand, wobei die Kurven mit steigender Temperatur jeweils um $35 \text{ n}\Omega\text{cm}$ (Probe Y_3) bzw. $100 \text{ n}\Omega\text{cm}$ (Probe Y_{30}) nach oben verschoben sind. Die blauen Pfeilspitzen markieren das Abknicken der Kurven. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

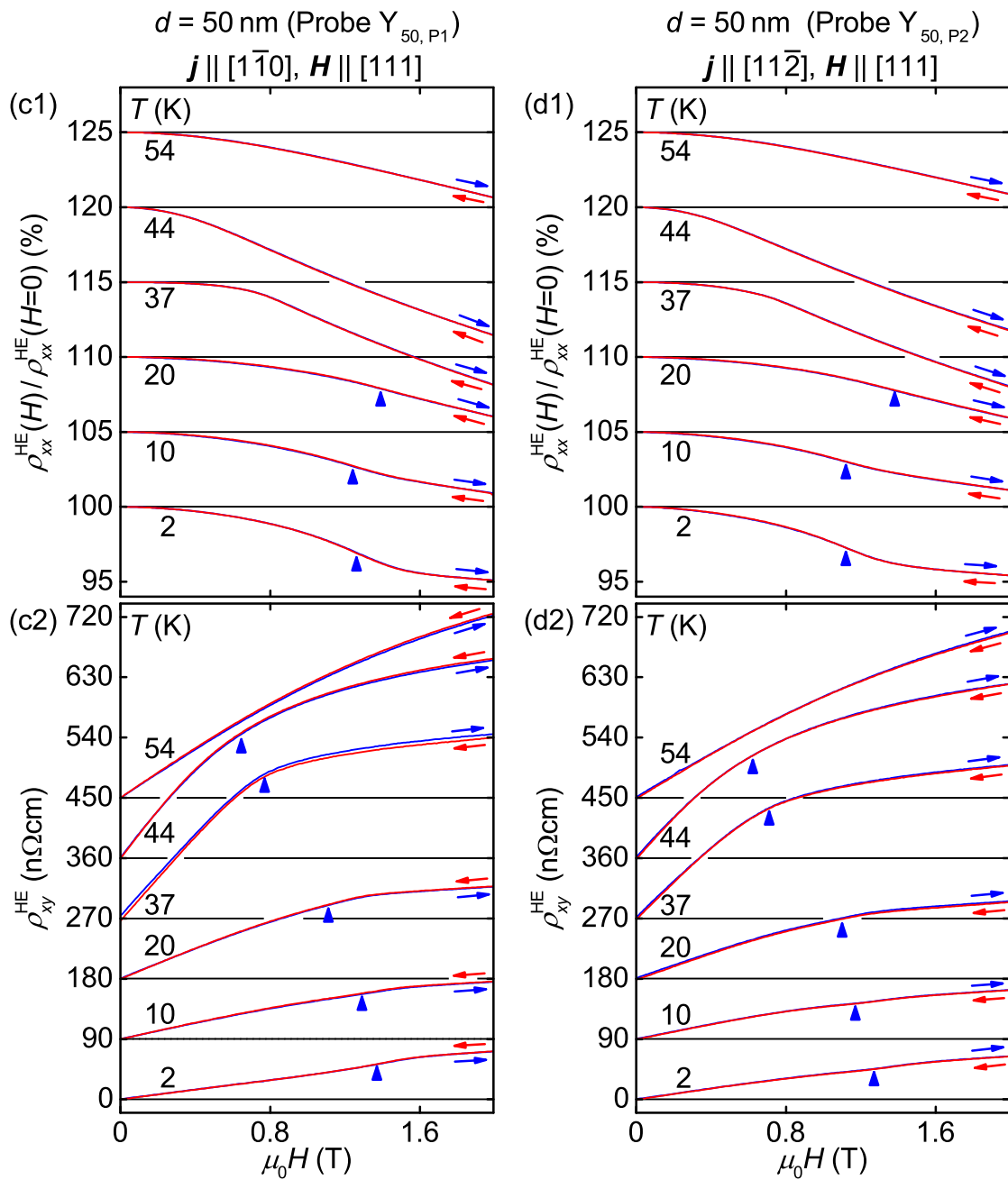


Abb. 5.10: Widerstand der MnSi-Dünnsfilme $Y_{50,P1}$ und $Y_{50,P2}$ in Standard-Hall-Geometrie nach Feldkühlung in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei Temperaturen zwischen $T = 2$ K und 54 K (Fortsetzung von Abb. 5.9). (c1), (d1) Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert, wobei die Kurven mit steigender Temperatur jeweils um 5 % nach oben verschoben sind. Die blauen Pfeilspitzen markieren den Wendepunkt. (c2), (d2) Hall-Widerstand, wobei die Kurven mit steigender Temperatur jeweils um 90 nΩcm nach oben verschoben sind. Die blauen Pfeilspitzen markieren das Abknicken der Kurven. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

5.2.2 Längs- und Hall-Widerstand in planarer Hall-Geometrie

In diesem Abschnitt werden zunächst der temperatur- und magnetfeldabhängige Längs- und Hall-Widerstand der untersuchten MnSi-Dünnschichten in planarer Hall-Geometrie mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche ohne angelegten DC-Strom besprochen. Anschließend wird demonstriert, dass in den untersuchten MnSi-Dünnschichten DC-Stromdichten bis $j_{\text{DC}} = 45 \text{ MA m}^{-2}$ weder Einfluss auf den planaren Längswiderstand noch auf den planaren Hall-Widerstand haben.

(a) Temperaturabhängigkeit bei $j_{\text{DC}} = 0$

In der oberen Reihe von Abb. 5.11 ist der planare Längswiderstand bei Magnetfeldern bis $\mu_0 H = 890 \text{ mT}$ in Abhängigkeit der Temperatur gezeigt. Er wächst, wie für ein Metall charakteristisch, mit steigender Temperatur an. Mit steigendem Magnetfeld ist der Längswiderstand in einem mittleren Temperaturbereich leicht nach unten verschoben. Farbige Pfeilspitzen markieren die in der unteren Reihe von Abb. 5.5 als Grenzen des paramagnetischen Regimes eingezeichneten Wendepunkte.

Die untere Reihe von Abb. 5.11 zeigt den planaren Hall-Widerstand. Er ist bei allen untersuchten Proben durch ein breites lokales Maximum geprägt. Die Größe des Maximums wächst mit steigendem Magnetfeld an. Für hohe Temperaturen nähert sich der planare Hall-Widerstand asymptotisch der Nulllinie an. An Probe Y₃ wurden keine temperaturabhängigen Messungen durchgeführt.

(b) Magnetfeldabhängigkeit bei $j_{\text{DC}} = 0$

Die Abbildungen 5.12 und 5.13 zeigen die Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands bis $|\mu_0 H| = 2 \text{ T}$ bei ausgewählten Temperaturen. Abbildung 5.14 zeigt den Widerstand in Abhängigkeit des Magnetfeldes bis $|\mu_0 H| = 14 \text{ T}$ bei einer Temperatur von $T = 3 \text{ K}$. Die Daten sind für steigendes Magnetfeld (blaue Kurven) und gespiegelt an $H = 0$ (rote Kurven) gezeigt. Die Diskussion der Daten erfolgt anhand der Messungen bei steigendem Magnetfeld (blaue Kurven) und beginnt jeweils bei tiefen Temperaturen. Es wird dabei von $H = 0$ aus zu betragsmäßig wachsenden Feldwerten vorgegangen.

Zunächst wird der auf seinen Nullfeldwert normierte planare Längswiderstand, gezeigt jeweils in der oberen Reihe der Abbildungen 5.12 und 5.13 (Daten bis $|\mu_0 H| = 2 \text{ T}$) sowie der Abb. 5.14 (Daten bis $|\mu_0 H| = 14 \text{ T}$), besprochen. Er verhält sich grundsätzlich für alle untersuchten Proben qualitativ ähnlich.

Bei den Proben Y_{50,P2} bzw. Y_{50,P1} zeigt der planare Längswiderstand am meisten charakteristische Punkte. Bei einer Temperatur von $T = 2 \text{ K}$ fällt er bei beiden Proben ab $H = 0$ für betragsmäßig wachsende Magnetfelder monoton ab und zeigt bei etwa $\mu_0 H \approx \pm 0.45 \text{ T}$ jeweils eine Schulter. Die Schulter ist für Probe Y_{50,P2}

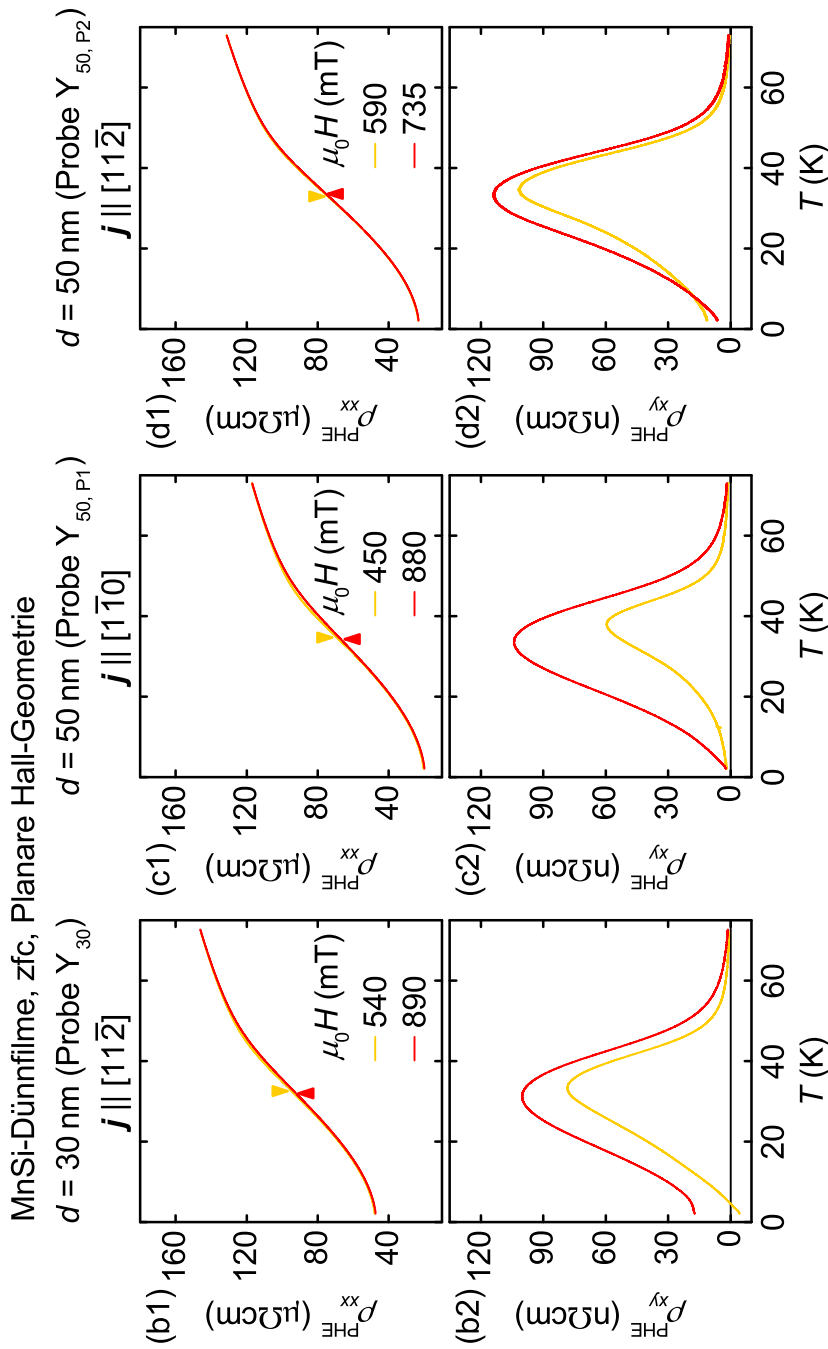


Abb. 5.11: Planarer Widerstand der MnSi-Dünnschichten Y_{30} , $Y_{50, P1}$ und $Y_{50, P2}$ in Abhängigkeit der Temperatur bei externen Magnetfeldern bis $\mu_0 H = 890$ mT nach Nullfeldkühlung. (b1)-(d1) Planarer Längswiderstand. Die farbigen Pfeilspitzen markieren den Wendepunkt. (b2)-(d2) Planarer Hall-Widerstand. Für Probe Y_3 wurden keine temperaturabhängigen Daten aufgenommen.

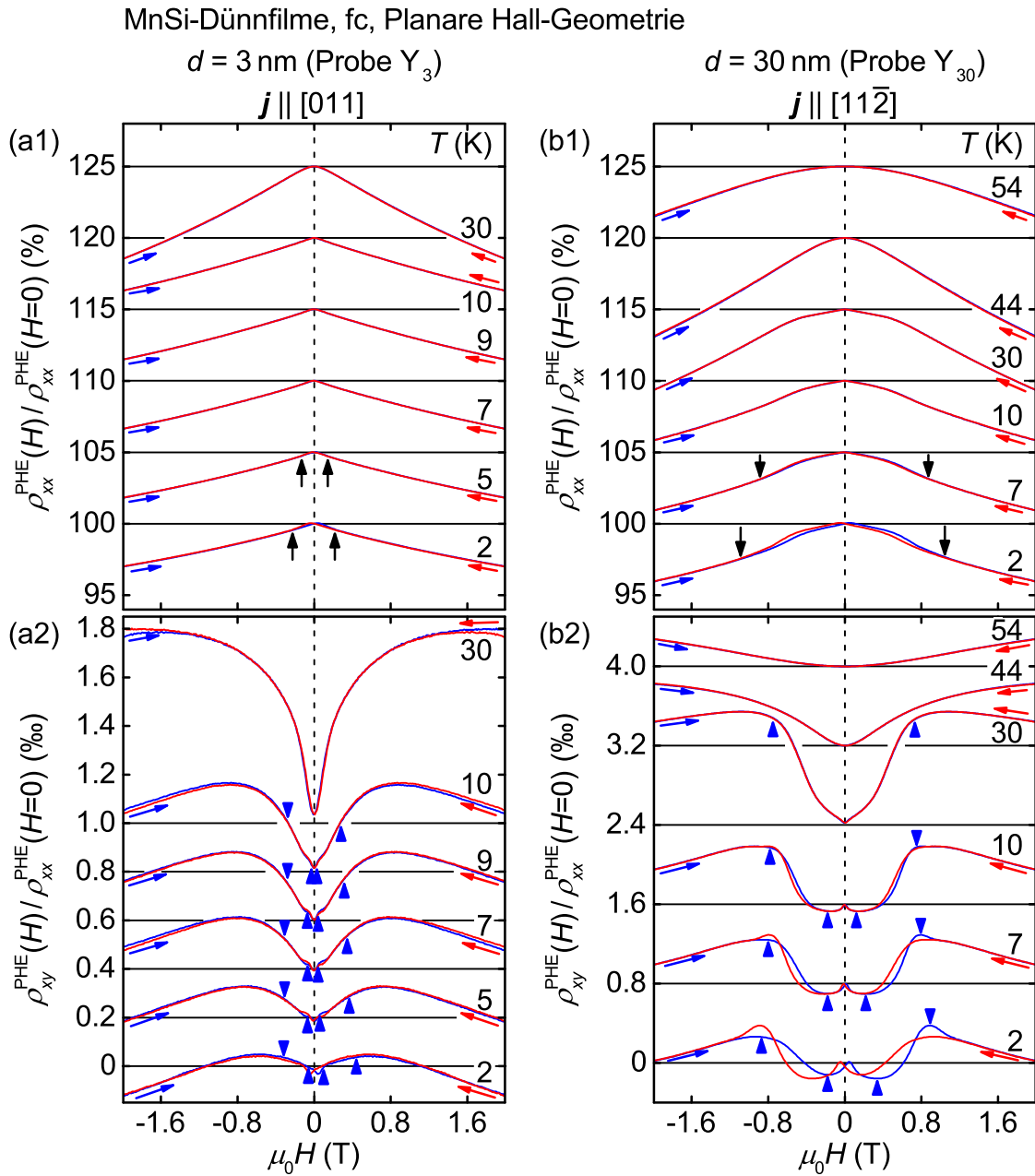


Abb. 5.12: Planarer Widerstand der MnSi-Dünnsfilme Y_3 und Y_{30} in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei ausgewählten Temperaturen zwischen $T = 2 \text{ K}$ und 54 K nach Feldkühlung. (a1), (b1) Planarer Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert, wobei die Kurven mit steigender Temperatur jeweils um 5% nach oben verschoben sind. Die schwarzen Pfeile markieren den hysteretischen Bereich. (a2), (b2) Planarer Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands, wobei die Kurven mit steigender Temperatur jeweils um 0.2 ‰ (Probe Y_3) bzw. 0.8 ‰ (Probe Y_{30}) nach oben verschoben sind. Die blauen Pfeilspitzen markieren charakteristische Punkte, die eine systematische Evolution mit Magnetfeld und Temperatur aufweisen. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

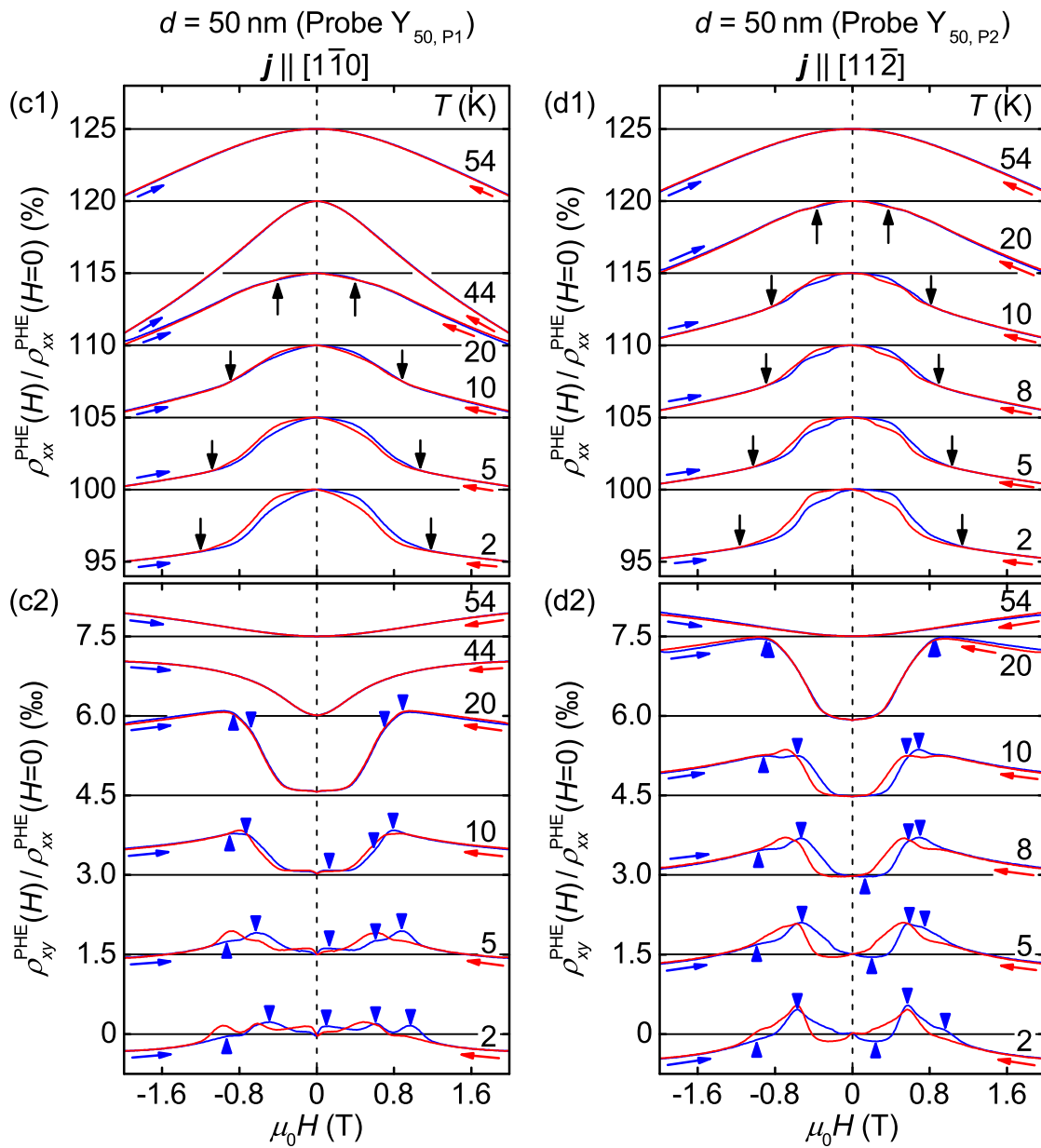


Abb. 5.13: Planarer Widerstand der MnSi-Dünnsfilme $Y_{50,P1}$ und $Y_{50,P2}$ in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei ausgewählten Temperaturen zwischen $T = 2$ K und 54 K nach Feldkühlung (Fortsetzung von Abb. 5.12). (c1), (d1) Planarer Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert, wobei die Kurven mit steigender Temperatur jeweils um 5 % nach oben verschoben sind. Die schwarzen Pfeile markieren den hysteretischen Bereich. (c2), (d2) Planarer Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands, wobei die Kurven mit steigender Temperatur jeweils um 1.5 ‰ nach oben verschoben sind. Die blauen Pfeilspitzen markieren charakteristische Punkte, die eine systematische Evolution mit Magnetfeld und Temperatur aufweisen. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

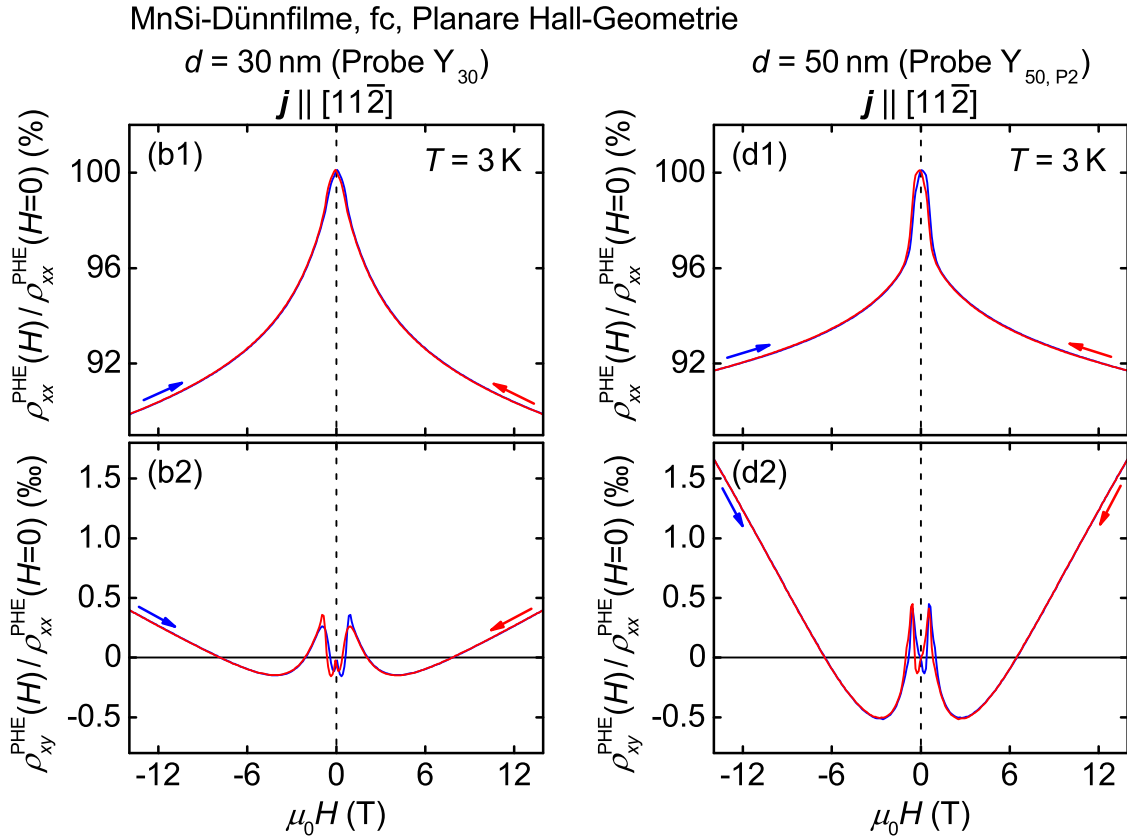


Abb. 5.14: Planarer Widerstand der MnSi-Dünnsfilme Y_{30} und $Y_{50, P2}$ in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $T = 3 \text{ K}$ nach Feldkühlung. (b1), (d1) Planarer Längswiderstand. (b2), (d2) Planarer Hall-Widerstand. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an. Der Feldbereich bis $|\mu_0 H| = 2 \text{ T}$ ist in den Abbildungen 5.12 und 5.13 genauer dargestellt. Für die Proben Y_3 und $Y_{50, P1}$ wurden keine magnetfeldabhängigen Daten bis $|\mu_0 H| = 14 \text{ T}$ aufgenommen.

deutlicher als für Probe $Y_{50, P1}$ ausgeprägt. Zwischen etwa $\mu_0 H \approx -1.2 \text{ T}$ und $+1.2 \text{ T}$ ist jeweils hysteretisches Verhalten (vgl. schwarze Pfeile) zu beobachten. Mit zunehmender Temperatur sind die Schultern kontinuierlich schwächer ausgeprägt. Zudem verkleinert sich der hysteretische Bereich stetig. Bei $T = 20 \text{ K}$ sind die Schultern fast verschwunden und der planare Längswiderstand ist annähernd symmetrisch zu $H = 0$. Oberhalb der Ordnungstemperatur von etwa $T_c \approx 37 \text{ K}$ bzw. $T_c \approx 38 \text{ K}$ fällt der planare Längswiderstand symmetrisch zu $H = 0$ näherungsweise quadratisch mit dem externen Magnetfeld ab.

Bei Probe Y_{30} ist das lokale Maximum bei $H = 0$ für kleine Temperaturen um $\mu_0 \Delta H = 50 \text{ mT}$ zu positiven Magnetfeldern verschoben. Zudem sind die Schultern bei etwa $\mu_0 H \approx \pm 0.45 \text{ T}$ schwächer als bei den Proben $Y_{50, P1}$ und $Y_{50, P2}$ ausgeprägt. Für $T \geq 7 \text{ K}$ ist das lokale Maximum nicht mehr verschoben und sitzt bei $H = 0$. Bereits für $T \geq 10 \text{ K}$ ist der planare Längswiderstand symmetrisch zu $H = 0$.

Der planare Längswiderstand von Probe Y_3 ist bereits für niedrige Temperaturen fast symmetrisch zu $H = 0$. Das Maximum um $H = 0$ ist allerdings um etwa $\mu_0\Delta H \approx 45$ mT zu positiven Magnetfeldern verschoben und es ist in einem kleinen Feldbereich schwache Hysterese (vgl. schwarze Pfeile) zu beobachten. Für $T \geq 7$ K ist der planare Längswiderstand symmetrisch zu $H = 0$ und fällt monoton von $H = 0$ aus mit betragsmäßig steigendem Magnetfeld ab.

Im Folgenden wird der planare Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands, gezeigt jeweils in der unteren Reihe der Abbildungen 5.12 und 5.13 (Daten bis $|\mu_0 H| = 2$ T) sowie der Abb. 5.14 (Daten bis $|\mu_0 H| = 14$ T), besprochen. Die Normierung wurde zur besseren Vergleichbarkeit der Daten mit der Literatur [158] vorgenommen. Der planare Hall-Widerstand der dickeren Proben zeigt für tiefe Temperaturen komplexes Verhalten mit mehreren Extrema, Steigungsänderungen und Knicken sowie Hysterese. Mit steigender Temperatur nimmt die Komplexität der Daten ab. Bei der Darstellung der Daten wird von tiefen zu hohen Temperaturen vorgegangen und die Ergebnisse anhand der Daten bei steigendem Magnetfeld (blaue Kurven) von $H = 0$ aus zu betragsmäßig steigenden Magnetfeldern besprochen. Die Evolution der mit blauen Pfeilspitzen gekennzeichneten Merkmale mit Temperatur und Magnetfeld ist in der unteren Reihe von Abb. 5.5 gezeigt.

Bei Probe $Y_{50, P2}$ zeigt der planare Hall-Widerstand bei einer Temperatur von $T = 2$ K um $H = 0$ mehrere Maxima und Minima sowie Steigungsänderungen und Knicke. Die mit blauen Pfeilspitzen gekennzeichneten Merkmale lassen eine Evolution mit der Temperatur erkennen. Die kontinuierliche Evolution der Merkmale mit der Temperatur zeigt die Reproduzierbarkeit der Messungen. Durch die Schnittpunkte der Kurven bei steigendem und fallendem Magnetfeld lassen sich vier Bereiche zwischen $\mu_0 H \approx -1.3$ T und $+1.3$ T erkennen. Für Magnetfelder betragsmäßig größer als etwa $|\mu_0 H| \approx 1.3$ T ist keine Hysterese mehr zu beobachten und der planare Hall-Widerstand fällt mit steigendem Feldbetrag monoton ab. Die Daten bis $|\mu_0 H| = 14$ T zeigen, dass der planare Hall-Widerstand für steigende Feldbeträge oberhalb von $|\mu_0 H| = 2$ T auf lokale Minima bei etwa $\mu_0 H \approx \pm 2.8$ T abfällt und für weiter steigende Feldbeträge näherungsweise linear anwächst. Mit steigender Temperatur nimmt die Ausprägung der Extrema, Steigungsänderungen und Knicke sowie die Hysterese kontinuierlich ab. Es beginnt sich ein breites lokales Minimum um $H = 0$ auszubilden. Bei $T = 20$ K ist die Hysterese fast vollständig verschwunden und der planare Hall-Widerstand ist in Form eines breiten lokalen Minimums annähernd symmetrisch zu $H = 0$. Das lokale Minimum wird durch lokale Maxima bei etwa $\mu_0 H \approx \pm 0.9$ T begrenzt. Oberhalb der Übergangstemperatur von rund $T_c \approx 36$ K steigt der planare Hall-Widerstand mit zunehmendem Feldbetrag monoton an.

Bei Probe $Y_{50, P1}$ lassen sich bei einer Temperatur von $T = 2$ K durch die Schnittpunkte der Kurven bei steigendem und fallendem Magnetfeld sechs statt vier Bereiche unterscheiden. Zudem ist die grundsätzliche Kurvenform flacher als bei Probe $Y_{50, P2}$.

Es lässt sich ebenso eine kontinuierliche Evolution charakteristischer Merkmale erkennen. Oberhalb von $T = 20$ K ist der Kurvenverlauf vergleichbar mit dem von Probe Y_{50,P2}.

Der planare Hall-Widerstand von Probe Y₃₀ lässt bei einer Temperatur von $T = 2$ K durch die Schnittpunkte der Kurven bei steigendem und fallendem Magnetfeld sechs Bereiche zwischen etwa $\mu_0 H \approx -1.2$ T und etwa $+1.2$ T erkennen. Die Daten bis $|\mu_0 H| = 14$ T zeigen für steigende Feldbeträge oberhalb von $\mu_0 H = \pm 2$ T, dass der planare Hall-Widerstand auf lokale Minima bei etwa $\mu_0 H \approx \pm 4$ T abfällt und für weiter steigende Feldbeträge monoton anwächst. Die grundsätzliche Kurvenform ist vergleichbar zu der von Probe Y_{50,P2}. Bei $T = 30$ K kann keine Hysterese mehr beobachtet werden und der planare Hall-Widerstand ist wie bei den 50 nm dicken Proben in Form eines lokalen Minimums symmetrisch zu $H = 0$. Für kleine Feldbeträge sind die Flanken jedoch steiler. Die beiden begrenzenden lokalen Maxima sind auf etwa $\mu_0 H \approx \pm 1.1$ T zu leicht kleineren Feldbeträgen verschoben. Oberhalb der Übergangstemperatur von etwa $T_c \approx 35$ K ist die Kurvenform vergleichbar mit den 50 nm dicken Proben.

Im Gegensatz zu den dickeren Proben ist die Asymmetrie des planaren Hall-Widerstands von Probe Y₃ bezüglich $H = 0$ geringer ausgeprägt. Die Schnittpunkte der Kurven bei steigendem und fallendem Magnetfeld trennen zwei Bereiche zwischen etwa $\mu_0 H \approx -0.75$ T und $\mu_0 H \approx +0.75$ T voneinander. Der planare Hall-Widerstand weist um $H = 0$ ein lokales Minimum auf. Für betragsmäßig wachsende Felder steigt der Hall-Widerstand auf lokale Maxima an und fällt für weiter wachsende Feldbeträge monoton ab. Als Merkmale, die sich systematisch mit der Temperatur entwickeln (vgl. blaue Pfeilspitzen), können Schultern um $H = 0$ für positive und negative Feldwerte, sowie die Punkte, an denen der planare Hall-Widerstand abknickt, identifiziert werden. Das lokale Minimum um $H = 0$ verschiebt sich mit zunehmender Temperatur kontinuierlich zum Ursprung, sodass der planare Hall-Widerstand für $T \geq 10$ K näherungsweise symmetrisch zu $H = 0$ ist. Oberhalb der Ordnungstemperatur von etwa $T_c \approx 26$ K steigt der planare Hall-Widerstand für wachsende Feldbeträge monoton an.

5.2.3 Planarer Längs- und Hall-Widerstand bei $j_{DC} > 0$

Zur Untersuchung, welchen Einfluss DC-Ströme auf den planaren Längs- und Hall-Widerstand haben, wurden an den MnSi-Dünnschichten magnetfeldabhängige Messungen mit angelegten DC-Stromdichten bis $j_{DC} = 45$ MA m⁻² durchgeführt.

In den Abbildungen 5.15(a1) und (b1) sowie 5.16(c1) und (d1) ist der planare Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei Temperaturen von $T = 2$ K und 30 K für $j_{DC} = 0$ und $j_{DC} > 0$ gezeigt. Die Abbildungen 5.15(a3) und (b3) sowie 5.16(c3) und (d3) zeigen den planaren

Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands jeweils in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei den gleichen Temperaturen und DC-Strömen. In den Abbildungen 5.15(a2) und (b2) sowie 5.16(c2) und (d2) sind die Differenzen des normierten Längswiderstands zwischen der Messung bei $j_{\text{DC}} = 0$ und der Messung bei $j_{\text{DC}} > 0$ für die Temperaturen $T = 2\text{ K}$ und 30 K gezeigt. Die Abbildungen 5.15(a4) und (b4) sowie 5.16(c4) und (d4) zeigen die korrespondierenden Differenzen des normierten Hall-Widerstands.

Der planare Längs- und Hall-Widerstand ist für alle untersuchten Proben sowohl bei $T = 2\text{ K}$ als auch bei $T = 30\text{ K}$ durch den DC-Strom unverändert. Bei Probe $Y_{50, P2}$ ist der bei $T = 30\text{ K}$ gemessene planare Hall-Widerstand konstant um etwa 0.04% nach unten versetzt.

Die berechneten Differenzen des planaren Längs- und Hall-Widerstands lassen ebenso keinen systematischen Effekt des angelegten DC-Stroms auf den Widerstand erkennen.

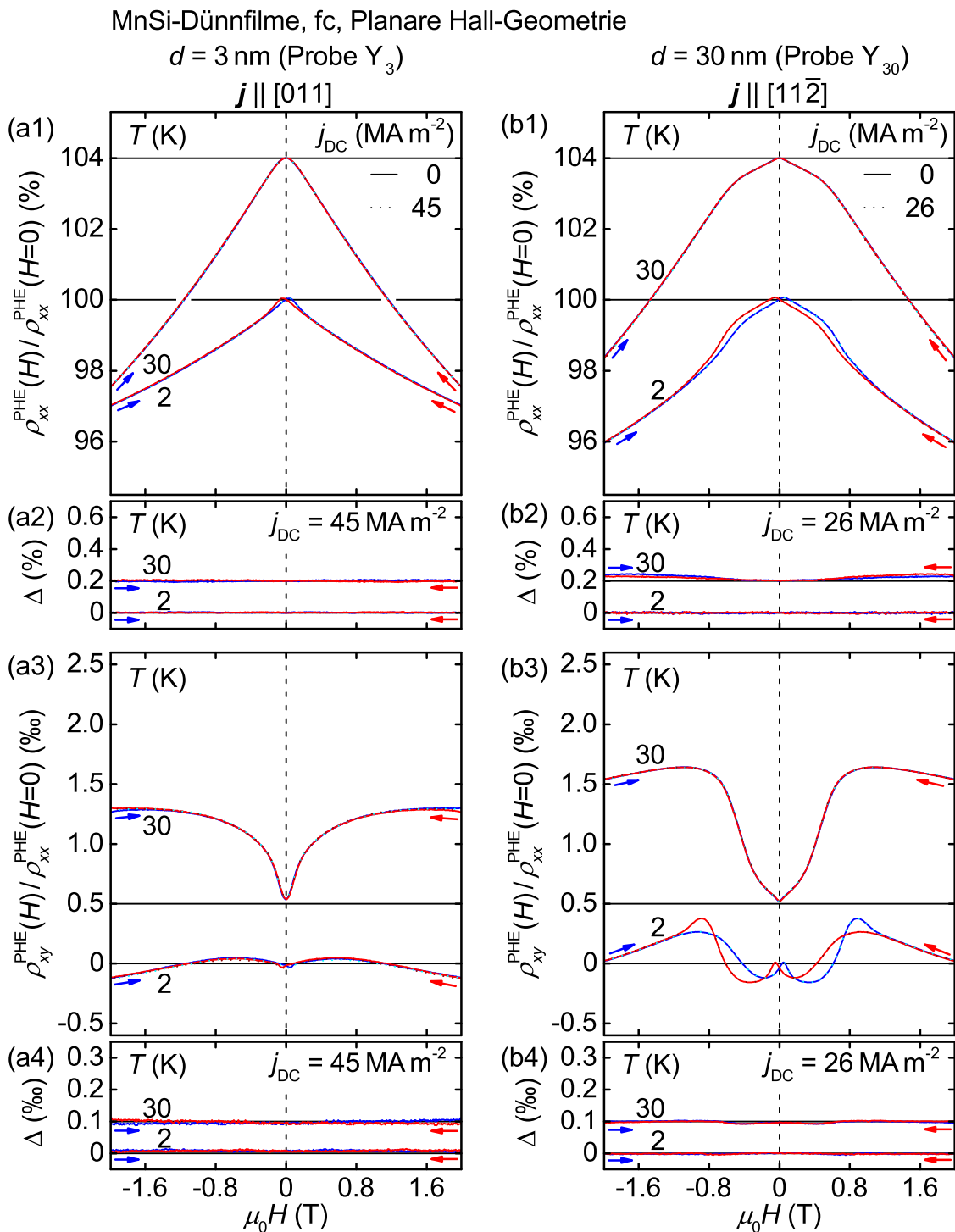


Abb. 5.15: Planarer Widerstand der MnSi-Dünnsfilme Y_3 und Y_{30} in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $T = 2 \text{ K}$ und 30 K und DC-Stromdichten bis $j_{\text{DC}} = 45 \text{ MA m}^{-2}$ nach Feldkühlung. (a1), (b1) Planarer Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert, wobei die Kurven bei 30 K um 4% nach oben verschoben sind. (a2), (b2) Differenz des normierten planaren Längswiderstands zwischen $j_{\text{DC}} = 0$ und $j_{\text{DC}} > 0$, wobei die Kurven bei 30 K um 0.2% nach oben verschoben sind. (a3), (b3) Planarer Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands, wobei die Kurven bei 30 K um 0.5% nach oben verschoben sind. (a4), (b4) Differenz des normierten planaren Hall-Widerstands zwischen $j_{\text{DC}} = 0$ und $j_{\text{DC}} > 0$, wobei die Kurven bei 30 K um 0.1% nach oben verschoben sind. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

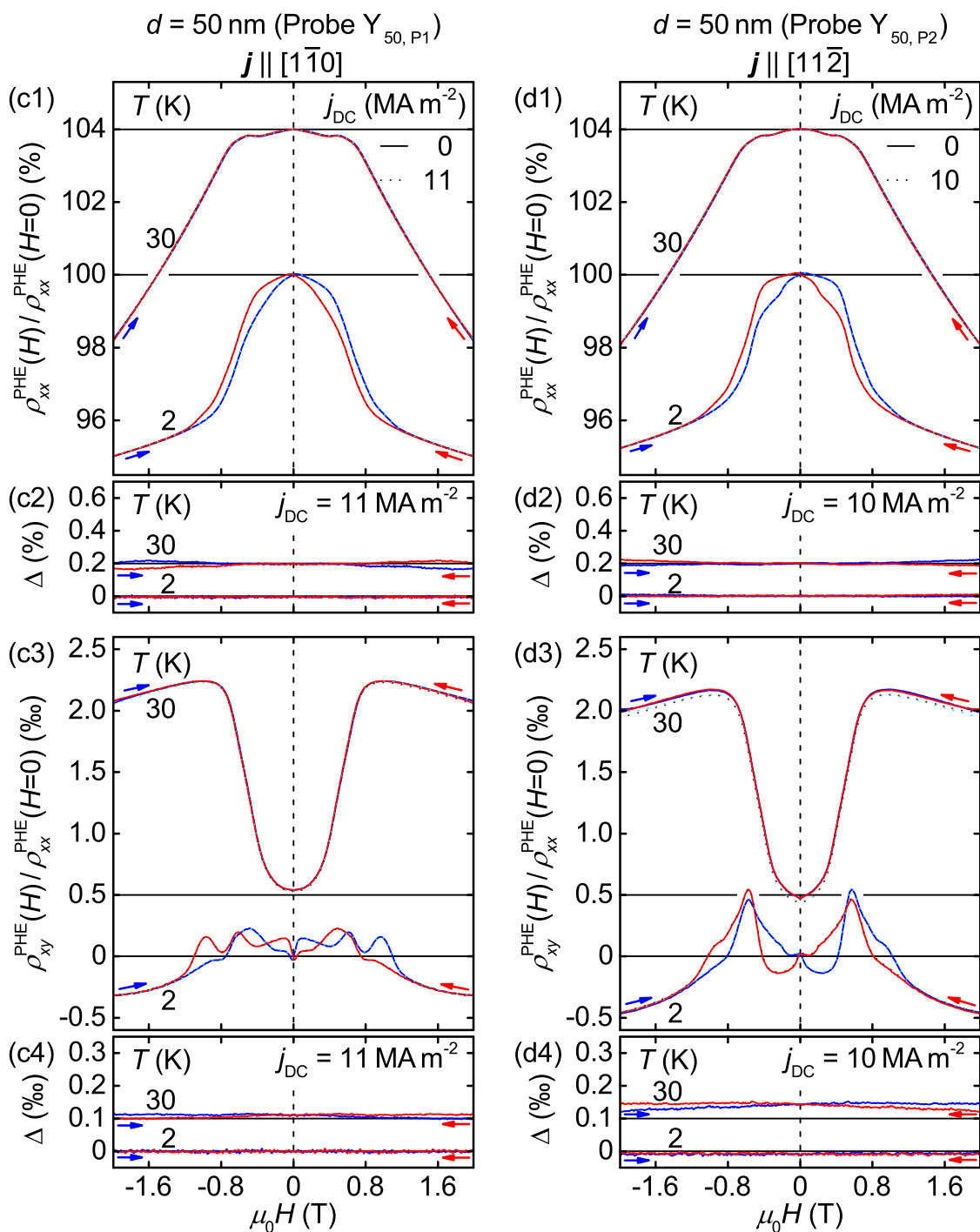


Abb. 5.16: Planarer Widerstand der MnSi-Dünnsfilme $Y_{50,P1}$ und $Y_{50,P2}$ in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei $T = 2\text{ K}$ und 30 K und DC-Stromdichten bis $j_{DC} = 11\text{ MA m}^{-2}$ nach Feldkühlung (Fortsetzung von Abb. 5.15). (c1), (d1) Planarer Längswiderstand normiert auf seinen Nullfeldwert, wobei die Kurven bei 30 K um 4% nach oben verschoben sind. (c2), (d2) Differenz des normierten planaren Längswiderstands zwischen $j_{DC} = 0$ und $j_{DC} > 0$, wobei die Kurven bei 30 K um 0.2% nach oben verschoben sind. (c3), (d3) Planarer Hall-Widerstand normiert auf den Nullfeldwert des planaren Längswiderstands, wobei die Kurven bei 30 K um 0.5 ‰ nach oben verschoben sind. (c4), (d4) Differenz des normierten planaren Hall-Widerstands zwischen $j_{DC} = 0$ und $j_{DC} > 0$, wobei die Kurven bei 30 K um 0.1 ‰ nach oben verschoben sind. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an.

5.3 Diskussion

Durch die Untersuchung des planaren Längs- und Hall-Widerstands einer MnSi-Volumenprobe konnten die bekannten Phasengrenzen mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche reproduziert werden. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass oberhalb einer kritischen Stromdichte Effekte eines DC-Stroms auf den planaren Hall-Widerstand zu beobachten sind. Durch Transportmessungen an MnSi-Dünnschichten mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche und mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche konnten unterschiedliche Regime magnetischer Ordnung identifiziert werden. Die bestimmten Temperatur- und Feldgrenzen dieser paramagnetischen, feldpolarisierten und helimagnetischen Regime stimmen gut mit der Literatur überein [170]. Zudem konnte gezeigt werden, dass der planare Längs- und Hall-Widerstand im untersuchten Temperatur-, Magnetfeld- und Strombereich unabhängig von DC-Strömen sind.

Die Transportmessungen an einer MnSi-Volumenprobe in planarer Hall-Geometrie haben gezeigt, dass die bekannten Phasengrenzen auch für Messungen mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenebene zu beobachten sind. Bei den Messungen mit unterschiedlichen DC-Strömen konnte bis $j_{\text{DC}} = 2.15 \text{ MA m}^{-2}$ keine Veränderung der Signatur des Skymionengitters im planaren Hall-Widerstand beobachtet werden. Bei einem DC-Strom von $j_{\text{DC}} = 4.31 \text{ MA m}^{-2}$ ist das für die SkX-Phase charakteristische lokale Minimum etwa 5% weniger stark ausgeprägt als bei $j_{\text{DC}} = 0$. Die kritische Stromdichte für Effekte eines DC-Stroms auf das Skymionengitter mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche liegt folglich zwischen $j_{\text{DC}} = 2.15 \text{ MA m}^{-2}$ und 4.31 MA m^{-2} und ist somit etwa zwei- bis viermal so groß wie in Experimenten mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche [25, 64].

Die höhere kritische Stromdichte mit dem externen Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche kann in Zusammenhang mit der unterschiedlichen Anordnung der Skymionen in Abhängigkeit der Richtung des Magnetfeldes erklärt werden. Steht das externe Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche, bildet sich ein ausgedehntes Gitter von Skymionenschläuchen zwischen der Ober- und Unterseite der Probe aus (vgl. Abschnitt 1.1.1). Ein angelegter DC-Strom trifft somit senkrecht auf die Skymionen. Ist das externe Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche orientiert, bilden sich Skymionenschläuche entlang der Probe aus (vgl. Abschnitt 1.6.2). Durch die Geometrie der Messungen in planarer Hall-Geometrie trifft ein angelegter DC-Strom in einem Winkel von $\theta = \pm 45^\circ$ auf die Skymionen und fließt zudem in der Ebene der Skymionenschläuche. Möglicherweise ist die Kopplung des DC-Stroms an die Skymionen unter einem von 90° verschiedenen Winkel weniger effektiv. Zudem könnte das Gitter ausgedehnter Skymionenschläuche entlang der Probe durch Oberflächeneffekte effektiver gepinnt sein. Dies könnte die höhere kritische Stromdichte erklären.

Aus den Transportmessungen an den MnSi-Dünnschichten wurden die Übergangstemperaturen T_c bestimmt. Abbildung 5.17 zeigt die im Rahmen dieser Dissertation

bestimmten Übergangstemperaturen T_c verglichen mit Übergangstemperaturen, die in anderen Studien [149, 152, 204] bestimmt wurden. Während in den anderen Studien die Übergangstemperaturen aus Messungen der Magnetisierung bestimmt wurden, wurde in dieser Dissertation der Wendepunkt im temperaturabhängigen Längswiderstand als Kriterium für magnetische Ordnung verwendet. Die für Probe Y_3 bestimmte Übergangstemperatur stimmt gut mit der Literatur überein. Die Abweichung bei den dickeren Proben kann durch die unterschiedliche Bestimmungsweise aus der Magnetisierung bzw. dem Längswiderstand erklärt werden. Während der im Rahmen dieser Dissertation analysierte Wendepunkt scharf an einer Stelle auftritt, zeigt die in den anderen Studien untersuchte Magnetisierung im Bereich des Übergangs eine sehr breite Signatur.

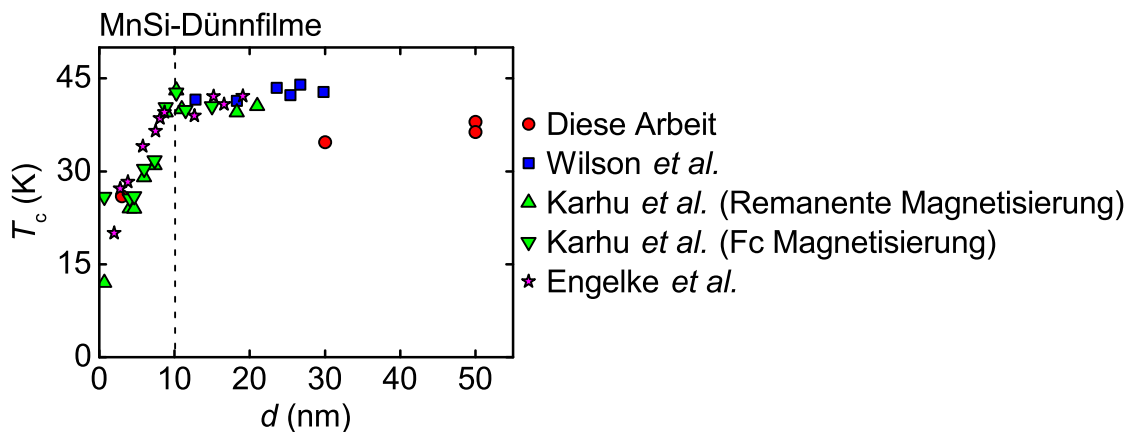


Abb. 5.17: Übergangstemperatur von MnSi-Dünnsfilmen in Abhängigkeit der Filmdicke. Mit Daten aus [149, 152, 204].

Die Transportmessungen an den MnSi-Dünnsfilmen erlauben es, wie in Abb. 5.5 zusammengefasst, sowohl mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche als auch parallel zur Probenoberfläche paramagnetische, feldpolarisierte und helimagnetische Regime zu unterscheiden. Die im Rahmen dieser Dissertation in den 50 nm dicken Proben gefundenen Regime stimmen gut mit der Literatur [170] überein. Es wurden im Hall-Widerstand weder in Standard-Hall-Geometrie noch in planarer Hall-Geometrie Hinweise auf Skyrmionen entdeckt. Die reichhaltige Struktur des planaren Hall-Widerstands für tiefe Temperaturen und die damit verbundene Evolution charakteristischer Merkmale kann mit solitonischen Knicken [153] und dem stückweisen Abwickeln von Spinhelices [158] zusammenhängen. Im helimagnetischen Bereich der 30 nm und 50 nm dicken Proben werden mehrere Bereiche (vgl. rote Schraffierungen in Abb. 5.5) beobachtet. Die Ausbildung dieser Bereiche kann mit der Bildung komplexer Texturen durch das zur leichten Richtung senkrechte Magnetfeld oder mit dem Entstehen neuer magnetischer Phasen zusammenhängen.

In den Messungen mit angelegten DC-Strömen bis zu $j_{DC} = 45 \text{ MA m}^{-2}$ konnte kein systematischer Einfluss auf den planaren Längs- oder Hall-Widerstand der MnSi-Dünnsfilme festgestellt werden. Die an den MnSi-Dünnsfilmen untersuchten

Stromdichten entsprechen etwa $10 \cdot j_c$ bis $45 \cdot j_c$ von MnSi-Volumenproben in Standard-Hall-Geometrie. Die im Rahmen dieser Dissertation untersuchte MnSi-Volumenprobe zeigt in planarer Hall-Geometrie Spin-Transfer-Torque-Effekte erst oberhalb einer zwei- bis viermal höheren Stromdichte als in Standard-Hall-Geometrie. Dementsprechend korrespondieren die in den MnSi-Dünnschichten untersuchten Stromdichten mit etwa $3 \cdot j_c$ bis $14 \cdot j_c$ des untersuchten MnSi-Volumensystems.

Es gibt verschiedene Erklärungsmöglichkeiten dafür, dass in den MnSi-Dünnschichten bei den untersuchten Stromdichten keine Effekte auf den planaren Widerstand beobachtet wurden. Ein mögliches Szenario ist, dass es in den MnSi-Dünnschichten mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche Strukturen, wie bspw. Skyrmionen, gibt, an die ein DC-Strom effektiv koppelt. Unter dieser Annahme sind keine Effekte durch den DC-Strom auf den planaren Widerstand zu beobachten, da das Pinning in den Dünnschichten sehr stark wäre. Durch die geringe Dicke können Oberflächeneffekte stärker ausgeprägt sein und zu stärkerem Pinning führen. Durch diese Effekte sind die im Rahmen dieser Dissertation untersuchten, vergleichsweise großen Stromdichten eventuell zu klein, um die magnetische Struktur beeinflussen zu können. Eine andere Erklärung ist, dass die MnSi-Dünnschichten mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche keine Strukturen ausbilden, an die ein DC-Strom effektiv koppelt und daher bei den untersuchten Stromdichten kein Effekt auf den planaren Widerstand beobachtet wird.

5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden zunächst die bekannten Phasengrenzen einer MnSi-Volumenprobe durch Messungen des planaren Längs- und Hall-Widerstands mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche reproduziert. Durch Überlagerung mit einem DC-Strom konnte gezeigt werden, dass im planaren Hall-Effekt Spin-Transfer-Torque-Effekte beobachtet werden können. Die kritische Stromdichte für diese Effekte ist zwei- bis viermal größer als in Experimenten mit dem Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche.

Transportmessungen an MnSi-Dünnschichten erlaubten die Unterscheidung paramagnetischer, ferromagnetischer und helimagnetischer Bereiche sowohl mit dem Magnetfeld senkrecht als auch parallel zur Probenoberfläche. Mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche konnten innerhalb des helimagnetischen Regimes unterschiedliche Bereiche beobachtet werden. Es konnten bei DC-Strömen bis zu $j_{DC} = 45 \text{ MA m}^{-2}$ weder im planaren Längswiderstand noch im planaren Hall-Widerstand Spin-Transfer-Torque-Effekte beobachtet werden.

Zusammenfassung und Ausblick

In den Kapiteln 3 und 4 dieser Dissertation wurden Spin-Transfer-Torque-Effekte an MnSi- und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ -Volumenkristallen untersucht. Durch temperaturabhängige Messungen des Hall-Widerstands konnte in Kapitel 3 die kritische Stromdichte für die Bewegung des Skyrmionengitters in Abhängigkeit der Eisenkonzentration bestimmt werden. Die beobachtete Abhängigkeit konnte durch ein Wechselspiel der Pinningkraft, verursacht durch Störstellen, und der Zugkraft, hervorgerufen durch den DC-Strom, erklärt werden. Durch die in Kapitel 4 untersuchten magnetfeldabhängigen Messungen des Längs- und Hall-Widerstands in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) konnte bestimmt werden, dass das Skyrmionengitter nahezu senkrecht zum angelegten DC-Strom driftet. Eine Abschätzung für MnSi und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 2\%$, 4% und 6%) ergab vergleichbare Driftwinkel. Es wurde weiterhin gezeigt, dass die in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ nach dem Anlegen eines Magnetfeldes unterdrückte helikale Ordnung in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x = 8\%$) oberhalb einer kritischen Stromdichte wiederhergestellt wird. Ein Vergleich der temperatur- und magnetfeldabhängigen Messungen hat gezeigt, dass die Kühlhistorie vor der Kondensation der SkX-Phase entscheidenden Einfluss auf die Größe der emergenten elektrischen Felder hat.

Zukünftige Experimente könnten den Einfluss von Pinning auf die in MnSi und $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ beobachteten Spin-Transfer-Torque-Effekte durch druckabhängige Messungen an MnSi weiter untersuchen. Unter hydrostatischem Druck wird in MnSi ein Anwachsen des topologischen Hall-Effekts auf etwa $40 \text{ n}\Omega\text{cm}$ beobachtet, wobei dem System anders als bei Eisendotierung nicht intrinsisch Unordnung hinzugefügt wird. Daher wird eine Abnahme der kritischen Stromdichte erwartet. Für die weitere Untersuchung der Stromabhängigkeit der Phasengrenzen sollten Messgrößen, die sich nicht selbst mit dem Strom verändern, analysiert werden. Hierfür eignen sich direkte

Messmethoden wie SANS, REXS, MFM oder LTEM. Messungen mit diesen Methoden erlauben weiterhin, den Einfluss des Zustands, aus dem das Skyrmionengitter kondensiert wird, auf die Spin-Transfer-Torque-Effekte genauer zu untersuchen.

In Kapitel 5 wurden die magnetischen Eigenschaften eines MnSi-Volumenkristalls und mehrerer MnSi-Dünnschichten untersucht. Durch Messungen des planaren Längs- und Hall-Widerstands mit dem Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche wurden zunächst die bekannten Phasengrenzen einer MnSi-Volumenprobe reproduziert. Weiterhin konnten dort Spin-Transfer-Torque-Effekte durch eine Veränderung des planaren Hall-Widerstands oberhalb einer kritischen Stromdichte nachgewiesen werden. Messungen des Längs- und Hall-Widerstands mit dem Magnetfeld sowohl senkrecht als auch parallel zur Probenoberfläche an MnSi-Dünnschichten erlaubten die Unterscheidung paramagnetischer, ferromagnetischer und helimagnetischer Regime. Dabei ergaben sich keine Hinweise auf die Existenz von Skyrmionen in diesen Systemen. Bei Messungen des planaren Längs- und Hall-Widerstands mit hohen überlagerten DC-Strömen konnten in den MnSi-Dünnschichten keine Spin-Transfer-Torque-Effekte beobachtet werden.

Zur weiteren Untersuchung der MnSi-Dünnschichten sollten Transportmessungen mit hohen DC-Strömen auch in Standard-Hall-Geometrie durchgeführt werden. Dadurch ließen sich möglicherweise topologische Beiträge zum Hall-Effekt identifizieren. Weiterhin sollten eisendotierte Dünnschichten in Standard-Hall-Geometrie und planarer Hall-Geometrie untersucht werden. Unter der Annahme, dass sich der Hall-Effekt in diesen Systemen unter Eisendotierung analog zu Volumensystemen entwickelt, können eventuelle topologische Beiträge zum Hall-Effekt leichter identifiziert werden. Dies würde zum Nachweis von Skyrmionen in diesen Systemen beitragen.

Publikationsliste

Publikationen

1. **Real-Space and Reciprocal-Space Berry Phases in the Hall Effect of $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$**
C. Franz, F. Freimuth, A. Bauer, R. Ritz, [C. Schnarr](#), C. Duvinage, T. Adams, S. Blügel, A. Rosch, Y. Mokrousov, and C. Pfeiderer
[Phys. Rev. Lett. **112**, 186601 \(2014\)](#)
2. **Analytical coherency matrix treatment of shear strained fiber Bragg gratings**
M. S. Müller, and [C. D. A. Schnarr](#)
[Opt. Express **17**, 22624 \(2009\)](#)

Präsentationen

1. **Emergent electrodynamics in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$**
[C. Schnarr](#), F. Rucker, C. Franz, R. Ritz, A. Bauer, and C. Pfeiderer
Poster, Sol-SkyMag, San Sebastián 2016
2. **Emergent electrodynamics in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$**
[C. Schnarr](#), F. Rucker, C. Franz, R. Ritz, A. Bauer, and C. Pfeiderer
Poster, ICM, Barcelona 2015
3. **Emergent electrodynamics in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$**
[C. Schnarr](#), F. Rucker, C. Franz, R. Ritz, A. Bauer, and C. Pfeiderer
Vortrag, DPG Frühjahrstagung, Berlin 2015

4. **Tuning Spin Transfer Torques in Chiral Magnets**
C. Schnarr, R. Ritz, A. Bauer, C. Franz, and C. Pfeiderer
Vortrag, DPG Frühjahrstagung, Dresden 2014
5. **Investigation of spin transfer torques in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$**
C. Schnarr, R. Ritz, A. Bauer, C. Franz, and C. Pfeiderer
Poster, SCES, Tokio 2013
6. **Investigation of spin transfer torques in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$**
C. Schnarr, R. Ritz, A. Bauer, C. Franz, and C. Pfeiderer
Vortrag, DPG Frühjahrstagung, Regensburg 2013

Danksagung

Diese Dissertation wäre ohne die Unterstützung, Hilfe, Anleitung und Zusammenarbeit verschiedener Menschen nicht möglich gewesen. Im Speziellen möchte ich folgenden Personen danken.

- Meinem Doktorvater Christian Pfeiderer für die Überlassung dieses Promotions-themas. Vielen Dank für deine wissenschaftliche Anleitung, deine Begeisterung für die Physik und für die großartigen Arbeitsbedingungen an deinem Lehrstuhl.
- Peter Böni für die gute Zusammenarbeit und das herzliche Arbeitsklima an deinem Lehrstuhl.
- Jedem Kollegen, Mitstreiter und Alumnus der Lehrstühle von Christian und Peter für die herausragende Atmosphäre sowohl während als auch nach der Arbeit. Vielen Dank für die gute Zusammenarbeit, die (wissenschaftlichen) Diskussionen, Grill- und Kaffeepausen, Weihnachtsfeiern, Geburtstagspartys, Hochzeitsfeiern, Konferenzreisen, Workshops, Nockherbergbesuche und DDD-Days.

Vielen Dank Tim Adams, Alexander Backs, Georg Benka, Nives Bonacic, Hubert Ceeh, Alfonso Chacon, Matthias Dodenhöft, Christopher Duvinage, Klaus Eibensteiner, Christian Franz, Christian Fuchs, Stefan Giemsa, Thomas Gigl, Marco Halder, Franz Haslbeck, Maximilian Horst, Nico Huber, Christoph Hugenschmidt, Marc Janoschek, Florian Jonietz, Pau Jorba, Jonas Kindervater, Markus Kleinhans, Philipp Köhler, Wolfgang Kreuzpaintner, Maximilian Kugler, Andreas Mantwill, Christoph Morkel, Sebastian Mühlbauer, Marein Rahn, Alexander Regnat, Tommy Reimann, Markus Reiner, Robert Ritz, Felix Rucker, Steffen Säubert, Schorsch Sauther, Christina Schäffler, Philipp Schmakat, Michael Schulz, Marc Seifert, Wolfgang Simeth, Jan Spallek, Ioannis Stasinopoulos, Michael Wagner, Josef Weber, Tobias Weber, Andreas Wendl, Brigit Wiedemann, Marc Wilde und Jingfan Ye.

- Andreas Bauer für die zahllosen wissenschaftlichen Diskussionen, Anregungen und Verbesserungsvorschläge.
- Martina Michel und Astrid Mühlberg für die Organisation der Lehrstühle.
- Achim Rosch, Markus Garst und Yuriy Mokrousov für die Unterstützung in theoretischen Fragestellungen.
- Thorsten Hesjedal und Shilei Zhang für die Unterstützung bei den MnSi-Dünnschichten.
- Andreas Erb, Susanne Mayr, Katarzyna Danielewicz, Claudia Schweiger und Michael Stanger vom Kristalllabor für die Präparation und Orientierung zahlloser Kristalle und Proben.
- Herbert Hetzl und Thomas Neukel von der Zentralen Kühlmittel-Versorgung für die Sicherstellung der Helium- und Stickstoffversorgung.
- Manfred Pfaller und seinen Mitarbeitern der Zentralwerkstatt für zahllose maßgefertigte Teile mit vielen Sonderwünschen.
- Jörz Pulz und seinen Mitarbeitern der IT-Gruppe am Heinz Maier-Leibnitz Zentrum.
- Meinen Eltern und Lisa. Vielen Dank für eure Unterstützung.

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. R. Skyrme, A Non-Linear Field Theory, [Proc. R. Soc. Lond. A **260**, 127 \(1961\)](#).
- [2] T. H. R. Skyrme, Particle States of a Quantized Meson Field, [Proc. R. Soc. Lond. A **262**, 237 \(1961\)](#).
- [3] T. H. R. Skyrme, A unified field theory of mesons and baryons, [Nucl. Phys. **31**, 556 \(1962\)](#).
- [4] G. S. Adkins, C. R. Nappi, and E. Witten, Static properties of nucleons in the Skyrme model, [Nucl. Phys. B **228**, 552 \(1983\)](#).
- [5] I. Zahed and G. E. Brown, The Skyrme model, [Phys. Rep. **142**, 1 \(1986\)](#).
- [6] D. Diakonov, V. Petrov, and M. Polyakov, Exotic anti-decuplet of baryons: prediction from chiral solitons, [Z. Phys. A **359**, 305 \(1997\)](#).
- [7] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities, [Nucl. Phys. A **627**, 710 \(1997\)](#).
- [8] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities, [Nucl. Phys. A **635**, 231 \(1998\)](#).
- [9] S. L. Sondhi, A. Karlhede, S. A. Kivelson, and E. H. Rezayi, Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum Hall effect at small Zeeman energies, [Phys. Rev. B **47**, 16419 \(1993\)](#).
- [10] A. Schmeller, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Evidence for Skyrmions and Single Spin Flips in the Integer Quantized Hall Effect, [Phys. Rev. Lett. **75**, 4290 \(1995\)](#).

- [11] K. Yang, S. Das Sarma, and A. H. MacDonald, Collective modes and skyrmion excitations in graphene $SU(4)$ quantum Hall ferromagnets, [Phys. Rev. B **74**, 075423 \(2006\)](#).
- [12] T.-L. Ho, Spinor Bose Condensates in Optical Traps, [Phys. Rev. Lett. **181**, 742 \(1998\)](#).
- [13] U. A. Khawaja and H. Stoof, Skyrmions in a ferromagnetic Bose-Einstein condensate, [Nature **411**, 918 \(2001\)](#).
- [14] L. S. Leslie, A. Hansen, K. C. Wright, B. M. Deutsch, and N. P. Bigelow, Creation and Detection of Skyrmions in a Bose-Einstein Condensate, [Phys. Rev. Lett. **103**, 250401 \(2009\)](#).
- [15] J. Fukuda and S. Žumer, Quasi-two-dimensional Skyrmion lattices in a chiral nematic liquid crystal, [Nature Communications **2**, 246 \(2011\)](#).
- [16] A. N. Bogdanov and D. A. Yablonskii, Thermodynamically stable “vortices” in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets, [Sov. Phys. JETP **95**, 178 \(1989\)](#).
- [17] A. Bogdanov and A. Hubert, Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals, [J. Magn. Magn. Mater. **138**, 255 \(1994\)](#).
- [18] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni, Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet, [Science **323**, 915 \(2009\)](#).
- [19] W. Münzer, A. Neubauer, T. Adams, S. Mühlbauer, C. Franz, F. Jonietz, R. Georgii, P. Böni, B. Pedersen, M. Schmidt, A. Rosch, and C. Pfleiderer, Skyrmion lattice in the doped semiconductor $Fe_{1-x}Co_xSi$, [Phys. Rev. B **81**, 041203 \(R\) \(2010\)](#).
- [20] C. Pfleiderer, S. R. Julian, and G. G. Lonzarich, Non-Fermi-liquid nature of the normal state of itinerant-electron ferromagnets, [Nature **414**, 427 \(2001\)](#).
- [21] C. Pfleiderer, D. Reznik, L. Pintschovius, H. v. Löhneysen, M. Garst, and A. Rosch, Partial order in the non-Fermi-liquid phase of MnSi, [Nature **427**, 227 \(2004\)](#).
- [22] R. Ritz, M. Halder, C. Franz, A. Bauer, M. Wagner, R. Bamler, A. Rosch, and C. Pfleiderer, Giant generic topological Hall resistivity of MnSi under pressure, [Phys. Rev. B **87**, 134424 \(2013\)](#).
- [23] N. Nagaosa and Y. Tokura, Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions, [Nature Nanotechnology **8**, 899 \(2013\)](#).
- [24] S. Zhang, A. A. Baker, S. Komineas, and T. Hesjedal, Topological computation based on direct magnetic logic communication, [Scientific Reports **5**, 15773 \(2015\)](#).

-
- [25] F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, A. Neubauer, W. Münzer, A. Bauer, T. Adams, R. Georgii, P. Böni, R. A. Duine, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch, Spin Transfer Torques in MnSi at Ultralow Current Densities, *Science* **330**, 1648 (2010).
- [26] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, Skyrmions on the track, *Nature Nanotechnology* **8**, 152 (2013).
- [27] S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, and Y. Tokura, Observation of Skyrmions in a Multiferroic Material, *Science* **336**, 198 (2012).
- [28] M. Mochizuki, Spin-Wave Modes and Their Intense Excitation Effects in Skyrmion Crystals, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 017601 (2012).
- [29] Y. Okamura, F. Kagawa, M. Mochizuki, M. Kubota, S. Seki, S. Ishiwata, M. Kawasaki, Y. Onose, and Y. Tokura, Microwave magnetoelectric effect via skyrmion resonance modes in a helimagnetic multiferroic, *Nature Communications* **4**, 2391 (2013).
- [30] T. Schwarze, J. Waizner, M. Garst, A. Bauer, I. Stasinopoulos, H. Berger, A. Rosch, C. Pfleiderer, and D. Grundler, Universal helimagnon and skyrmion excitations in metallic, semiconducting and insulating chiral magnets, *Nature Materials* **14**, 478 (2015).
- [31] I. Kezsmarki, S. Bordacs, P. Milde, E. Neuber, L. M. Eng, J. S. White, H. M. Ronnow, C. D. Dewhurst, M. Mochizuki, K. Yanai, H. Nakamura, D. Ehlers, V. Tsurkan, and A. Loidl, Neel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor GaV₄S₈, *Nature Materials* **14**, 1116 (2015).
- [32] E. Fawcett, J. P. Maita, and J. H. Wernick, Magnetoelastic and thermal properties of MnSi, *Int. J. Magn.* **1**, 29 (1970).
- [33] H. J. Williams, J. H. Wernick, R. C. Sherwood, and G. K. Wertheim, Magnetic Properties of the Monosilicides of Some 3d Transition Elements, *Journal of Applied Physics* **37**, 1256 (1966).
- [34] D. Shinoda and S. Asanabe, Magnetic Properties of Silicides of Iron Group Transition Elements, *Journal of the Physical Society of Japan* **21**, 555 (1966).
- [35] D. Bloch, J. Voiron, V. Jaccarino, and J. H. Wernick, The high field-high pressure magnetic properties of MnSi, *Phys. Lett. A* **51**, 259 (1975).
- [36] P. Bak and M. H. Jensen, Theory of helical magnetic structures and phase transitions in MnSi and FeGe, *J. Phys. C: Solid State* **13**, L881 (1980).
- [37] S. Kusaka, K. Yamamoto, T. Komatsubara, and Y. Ishikawa, Ultrasonic study of magnetic phase diagram of MnSi, *Solid State Communications* **20**, 925 (1976).

- [38] Y. Ishikawa, K. Tajima, D. Bloch, and M. Roth, Helical spin structure in manganese silicide MnSi, *Solid State Communications* **19**, 525 (1976).
- [39] K. Motoya, H. Yasuoka, Y. Nakamura, and J. Wernick, Helical spin structure in MnSi-NMR studies, *Solid State Communications* **19**, 529 (1976).
- [40] O. Nakanishi, A. Yanase, A. Hasegawa, and M. Kataoka, The origin of the helical spin density wave in MnSi, *Solid State Communications* **35**, 995 (1980).
- [41] M. Janoschek, M. Garst, A. Bauer, P. Krautscheid, R. Georgii, P. Böni, and C. Pfleiderer, Fluctuation-induced first-order phase transition in Dzyaloshinskii-Moriya helimagnets, *Phys. Rev. B* **87**, 134407 (2013).
- [42] S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov, Y. O. Chetverikov, and H. Eckerlebe, Field-induced reorientation of the spin helix in MnSi near T_c , *Phys. Rev. B* **73**, 224440 (2006).
- [43] N. Doiron-Leyraud, I. R. Walker, L. Taillefer, M. J. Steiner, S. R. Julian, and G. G. Lonzarich, Fermi-liquid breakdown in the paramagnetic phase of a pure metal, *Nature* **425**, 595 (2003).
- [44] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics* (Pergamon Press, New York, 1980).
- [45] I. Dzyaloshinsky, A thermodynamic theory of “weak“ ferromagnetism of anti-ferromagnetics, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **4**, 241 (1958).
- [46] T. Moriya, Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
- [47] I. E. Dzyaloshinsky, Theory of helicoidal structures in antiferromagnets, *Sov. Phys. JETP* **19**, 960 (1964).
- [48] G. Shirane, R. Cowley, C. Majkrzak, J. B. Sokoloff, B. Pagonis, C. H. Perry, and Y. Ishikawa, Spiral magnetic correlation in cubic MnSi, *Phys. Rev. B* **28**, 6251 (1983).
- [49] M. Ishida, Y. Endoh, S. Mitsuda, Y. Ishikawa, and M. Tanaka, Crystal Chirality and Helicity of the Helical Spin Density Wave in MnSi. II. Polarized Neutron Diffraction, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 2975 (1985).
- [50] Y. Ishikawa, Y. Noda, Y. J. Uemura, C. F. Majkrzak, and G. Shirane, Paramagnetic spin fluctuations in the weak itinerant-electron ferromagnet MnSi, *Phys. Rev. B* **31**, 5884 (1985).
- [51] A. Bauer and C. Pfleiderer, Magnetic phase diagram of MnSi inferred from magnetization and ac susceptibility, *Phys. Rev. B* **85**, 214418 (2012).
- [52] B. Lebech, *Recent Advances in Magnetism of Transition Metal Compounds* (World Scientific, Singapore, 1993) p. 167.

- [53] A. Bauer, A. Chacon, M. Wagner, M. Halder, R. Georgii, A. Rosch, C. Pfleiderer, and M. Garst, Symmetry breaking, slow relaxation dynamics, and topological defects at the field-induced helix reorientation in MnSi, not yet published (2017).
- [54] U. K. Rößler, A. N. Bogdanov, and C. Pfleiderer, Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals, *Nature* **442**, 797 (2006).
- [55] A. Hamann, D. Lamago, T. Wolf, H. v. Löhneysen, and D. Reznik, Magnetic Blue Phase in the Chiral Itinerant Magnet MnSi, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 037207 (2011).
- [56] C. Pappas, E. Lelièvre-Berna, P. Bentley, P. Falus, P. Fouquet, and B. Farago, Magnetic fluctuations and correlations in MnSi: Evidence for a chiral skyrmion spin liquid phase, *Phys. Rev. B* **83**, 224405 (2011).
- [57] C. Pappas, E. Lelièvre-Berna, P. Falus, P. M. Bentley, E. Moskvin, S. Grigoriev, P. Fouquet, and B. Farago, Chiral Paramagnetic Skyrmion-like Phase in MnSi, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 197202 (2009).
- [58] S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, E. V. Moskvin, V. A. Dyadkin, P. Fouquet, and H. Eckerlebe, Crossover behavior of critical helix fluctuations in MnSi, *Phys. Rev. B* **81**, 144413 (2010).
- [59] S. V. Grigoriev, E. V. Moskvin, V. A. Dyadkin, D. Lamago, T. Wolf, H. Eckerlebe, and S. V. Maleyev, Chiral criticality in the doped helimagnets $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$, *Phys. Rev. B* **83**, 224411 (2011).
- [60] C. Pfleiderer, Experimental studies of weakly magnetic transition metal compounds, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **226-230**, Part 1, 23 (2001), proceedings of the International Conference on Magnetism (ICM 2000).
- [61] S. M. Stishov, A. E. Petrova, S. Khasanov, G. K. Panova, A. A. Shikov, J. C. Lashley, D. Wu, and T. A. Lograsso, Heat capacity and thermal expansion of the itinerant helimagnet MnSi, *Journal of Physics: Condensed Matter* **20**, 235222 (2008).
- [62] A. E. Petrova and S. M. Stishov, Ultrasonic studies of the magnetic phase transition in MnSi, *Journal of Physics: Condensed Matter* **21**, 196001 (2009).
- [63] K. Kadowaki, K. Okuda, and M. Date, Magnetization and Magnetoresistance of MnSi. I, *Journal of the Physical Society of Japan* **51**, 2433 (1982).
- [64] T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfleiderer, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch, Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet, *Nature Physics* **8**, 301 (2012).
- [65] A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P. G. Niklowitz, and P. Böni, Topological Hall Effect in the A Phase of MnSi, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186602 (2009).

- [66] X. Z. Yu, N. Kanazawa, W. Z. Zhang, T. Nagai, T. Hara, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Onose, and Y. Tokura, Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density, *Nature Communications* **3**, 988 (2012).
- [67] X. Z. Yu, Y. Tokunaga, Y. Kaneko, W. Z. Zhang, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Taguchi, and Y. Tokura, Biskyrmion states and their current-driven motion in a layered manganite, *Nature Communications* **5**, 3198 (2014).
- [68] D. Liang, J. P. DeGrave, M. J. Stolt, Y. Tokura, and S. Jin, Current-driven dynamics of skyrmions stabilized in MnSi nanowires revealed by topological Hall effect, *Nature Communications* **6**, 8217 (2015).
- [69] X. Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, and Y. Tokura, Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helimagnet FeGe, *Nature Materials* **10**, 106 (2011).
- [70] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal, *Nature* **465**, 901 (2010).
- [71] T. Adams, A. Chacon, M. Wagner, A. Bauer, G. Brandl, B. Pedersen, H. Berger, P. Lemmens, and C. Pfleiderer, Long-Wavelength Helimagnetic Order and Skyrmion Lattice Phase in Cu_2OSeO_3 , *Phys. Rev. Lett.* **108**, 237204 (2012).
- [72] C. Pfleiderer, T. Adams, A. Bauer, W. Biberacher, B. Binz, F. Birkelbach, P. Böni, C. Franz, R. Georgii, M. Janoschek, F. Jonietz, T. Keller, R. Ritz, S. Mühlbauer, W. Münzer, A. Neubauer, B. Pedersen, and A. Rosch, Skyrmion lattices in metallic and semiconducting B20 transition metal compounds, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 164207 (2010).
- [73] E. Moskvin, S. Grigoriev, V. Dyadkin, H. Eckerlebe, M. Baenitz, M. Schmidt, and H. Wilhelm, Complex Chiral Modulations in FeGe Close to Magnetic Ordering, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 077207 (2013).
- [74] K. Everschor, *Manipulating Magnetic Structures in Chiral Metals by Currents*, Diplomarbeit, Universität zu Köln (2009).
- [75] M. Garst, Topological Skyrmion Dynamics in Chiral Magnets, in *Topological Structures in Ferromagnetic Materials: Domain Walls, Vortices and Skyrmions*, edited by J. Seidel (Springer International Publishing, Cham, 2016) pp. 29–53.
- [76] T. Adams, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, F. Jonietz, A. Bauer, A. Neubauer, R. Georgii, P. Böni, U. Keiderling, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch, Long-Range Crystalline Nature of the Skyrmion Lattice in MnSi, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 217206 (2011).
- [77] S. L. Zhang, A. Bauer, D. M. Burn, P. Milde, E. Neuber, L. M. Eng, H. Berger, C. Pfleiderer, G. van der Laan, and T. Hesjedal, Multidomain Skyrmion Lattice State in Cu_2OSeO_3 , *Nano Letters* **16**, 3285 (2016).

- [78] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, and S. Blügel, Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions, *Nature Physics* **7**, 713 (2011).
- [79] A. Tonomura, X. Yu, K. Yanagisawa, T. Matsuda, Y. Onose, N. Kanazawa, H. S. Park, and Y. Tokura, Real-Space Observation of Skyrmion Lattice in Helimagnet MnSi Thin Samples, *Nano Letters* **12**, 1673 (2012).
- [80] P. Milde, D. Köhler, J. Seidel, L. M. Eng, A. Bauer, A. Chacon, J. Kindervater, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, S. Buhrandt, C. Schütte, and A. Rosch, Unwinding of a Skyrmion Lattice by Magnetic Monopoles, *Science* **340**, 1076 (2013).
- [81] H. S. Park, X. Yu, S. Aizawa, T. Tanigaki, T. Akashi, Y. Takahashi, T. Matsuda, N. Kanazawa, Y. Onose, D. Shindo, A. Tonomura, and Y. Tokura, Observation of the magnetic flux and three-dimensional structure of skyrmion lattices by electron holography, *Nature Nanotechnology* **9**, 337 (2014).
- [82] A. Bauer and C. Pfleiderer, Generic Aspects of Skyrmion Lattices in Chiral Magnets, in *Topological Structures in Ferroic Materials: Domain Walls, Vortices and Skyrmions*, edited by J. Seidel (Springer International Publishing, Cham, 2016) pp. 1–28.
- [83] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, Anomalous Hall effect, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
- [84] E. H. Hall, On a New Action of the Magnet on Electric Currents, *American Journal of Mathematics* **2**, 287 (1879).
- [85] M. Lee, Y. Onose, Y. Tokura, and N. P. Ong, Hidden constant in the anomalous Hall effect of high-purity magnet MnSi, *Phys. Rev. B* **75**, 172403 (2007).
- [86] R. Ritz, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, A. Bauer, and C. Pfleiderer, Formation of a topological non-Fermi liquid in MnSi, *Nature* **497**, 231 (2013).
- [87] R. Karplus and J. M. Luttinger, Hall Effect in Ferromagnetics, *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954).
- [88] J. Smit, The spontaneous hall effect in ferromagnetics I, *Physica* **21**, 877 (1955).
- [89] J. Smit, The spontaneous hall effect in ferromagnetics II, *Physica* **24**, 39 (1958).
- [90] L. Berger, Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets, *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970).
- [91] L. Berger, Application of the Side-Jump Model to the Hall Effect and Nernst Effect in Ferromagnets, *Phys. Rev. B* **5**, 1862 (1972).
- [92] T. Adams, *Skyrmionengitter und partielle Ordnung in B20 Übergangsmetallverbindungen*, Diplomarbeit, Technische Universität München, Physik Department, Lehrstuhl E21 (2009).

- [93] C. Franz, *Experimentelle Untersuchung von ferromagnetischen Quantenphasenübergängen*, Diplomarbeit, Technische Universität München, Physik Department, Lehrstuhl E21 (2008).
- [94] M. Lee, W. Kang, Y. Onose, Y. Tokura, and N. P. Ong, Unusual Hall Effect Anomaly in MnSi under Pressure, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186601 (2009).
- [95] J. Kindervater, T. Adams, A. Bauer, F. Haslbeck, A. Chacon, S. Mühlbauer, F. Jonietz, A. Neubauer, U. Gasser, G. Nagy, N. Martin, W. Häußler, R. Georgii, M. Garst, and C. Pfleiderer, Helical and skyrmion lattice order in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ and $\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$, not yet published (2017).
- [96] C. Franz, F. Freimuth, A. Bauer, R. Ritz, C. Schnarr, C. Duvinage, T. Adams, S. Blügel, A. Rosch, Y. Mokrousov, and C. Pfleiderer, Real-Space and Reciprocal-Space Berry Phases in the Hall Effect of $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 186601 (2014).
- [97] N. Kanazawa, Y. Onose, T. Arima, D. Okuyama, K. Ohoyama, S. Wakimoto, K. Kakurai, S. Ishiwata, and Y. Tokura, Large Topological Hall Effect in a Short-Period Helimagnet MnGe, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 156603 (2011).
- [98] Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Spin Chirality, Berry Phase, and Anomalous Hall Effect in a Frustrated Ferromagnet, *Science* **291**, 2573 (2001).
- [99] Y. Machida, S. Nakatsuji, Y. Maeno, T. Tayama, T. Sakakibara, and S. Onoda, Unconventional Anomalous Hall Effect Enhanced by a Noncoplanar Spin Texture in the Frustrated Kondo Lattice $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 057203 (2007).
- [100] J. Ye, Y. B. Kim, A. J. Millis, B. I. Shraiman, P. Majumdar, and Z. Tesanovic, Berry Phase Theory of the Anomalous Hall Effect: Application to Colossal Magnetoresistance Manganites, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3737 (1999).
- [101] H. Yanagihara and M. B. Salamon, Skyrmion Strings and the Anomalous Hall Effect in CrO_2 , *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187201 (2002).
- [102] S. A. Baily and M. B. Salamon, Berry-phase contribution to the anomalous Hall effect in gadolinium, *Phys. Rev. B* **71**, 104407 (2005).
- [103] L. Berger, Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets, *Journal of Applied Physics* **49**, 2156 (1978).
- [104] L. Berger, Domain drag effect in the presence of variable magnetic field or variable transport current, *Journal of Applied Physics* **50**, 2137 (1979).
- [105] P. P. Freitas and L. Berger, Observation of s-d exchange force between domain walls and electric current in very thin Permalloy films, *Journal of Applied Physics* **57**, 1266 (1985).

- [106] C.-Y. Hung and L. Berger, Exchange forces between domain wall and electric current in permalloy films of variable thickness, *Journal of Applied Physics* **63**, 4276 (1988).
- [107] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory, *Science* **320**, 190 (2008).
- [108] L. Thomas, S.-H. Yang, K.-S. Ryu, B. Hughes, C. Rettner, D.-S. Wang, C.-H. Tsai, K.-H. Shen, and S. S. P. Parkin, Racetrack Memory: A high-performance, low-cost, non-volatile memory based on magnetic domain walls, in *2011 International Electron Devices Meeting* (2011) pp. 24.2.1–24.2.4.
- [109] R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri, and G. Finocchio, A strategy for the design of skyrmion racetrack memories, [arXiv:1409.6491](https://arxiv.org/abs/1409.6491) (2014).
- [110] S. Parkin and S.-H. Yang, Memory on the racetrack, *Nature Nanotechnology* **10**, 195 (2015).
- [111] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzić, A. Vaurès, A. Fert, and G. Faini, Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion, *Applied Physics Letters* **83**, 509 (2003).
- [112] M. Tsoi, R. E. Fontana, and S. S. P. Parkin, Magnetic domain wall motion triggered by an electric current, *Applied Physics Letters* **83**, 2617 (2003).
- [113] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, and H. Ohno, Current-induced domain-wall switching in a ferromagnetic semiconductor structure, *Nature* **428**, 539 (2004).
- [114] J. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **159**, L1 (1996).
- [115] L. Berger, Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [116] S. Zhang and Z. Li, Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
- [117] A. A. Thiele, Steady-State Motion of Magnetic Domains, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 230 (1973).
- [118] K. Everschor, M. Garst, R. A. Duine, and A. Rosch, Current-induced rotational torques in the skyrmion lattice phase of chiral magnets, *Phys. Rev. B* **84**, 064401 (2011).
- [119] K. Everschor, M. Garst, B. Binz, F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, and A. Rosch, Rotating skyrmion lattices by spin torques and field or temperature gradients, *Phys. Rev. B* **86**, 054432 (2012).

- [120] M. Garst, Spin-transfer torques and emergent electrodynamics in magnetic Skyrmion crystals, Vortrag auf Konferenz "NEWSPIN2 spin physics and topological effects in cold atoms, condensed matter, and beyond"(2011).
- [121] S.-Z. Lin, C. Reichhardt, C. D. Batista, and A. Saxena, Particle model for skyrmions in metallic chiral magnets: Dynamics, pinning, and creep, *Phys. Rev. B* **87**, 214419 (2013).
- [122] J. Iwasaki, M. Mochizuki, and N. Nagaosa, Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets, *Nature Communications* **4**, 1463 (2013).
- [123] J.-G. Cheng, F. Zhou, J.-S. Zhou, J. B. Goodenough, and Y. Sui, Enhanced thermoelectric power near the quantum phase transition in the itinerant-electron ferromagnet MnSi, *Phys. Rev. B* **82**, 214402 (2010).
- [124] C. Pfleiderer, G. J. McMullan, S. R. Julian, and G. G. Lonzarich, Magnetic quantum phase transition in MnSi under hydrostatic pressure, *Phys. Rev. B* **55**, 8330 (1997).
- [125] C. Thessieu, J. Flouquet, G. Lapertot, A. Stepanov, and D. Jaccard, Magnetism and spin fluctuations in a weak itinerant ferromagnet: MnSi, *Solid State Communications* **95**, 707 (1995).
- [126] A. E. Petrova and S. M. Stishov, On the phase diagram of the itinerant helimagnet MnSi: does MnSi become quantum critical ? *arXiv:1208.2174* (2012).
- [127] C. Thessieu, C. Pfleiderer, A. N. Stepanov, and J. Flouquet, Field dependence of the magnetic quantum phase transition in MnSi, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 6677 (1997).
- [128] C. Thessieu, K. Kamishima, T. Goto, and G. Lapertot, Magnetization under High Pressure in MnSi, *Journal of the Physical Society of Japan* **67**, 3605 (1998).
- [129] K. Koyama, T. Goto, T. Kanomata, and R. Note, Observation of an itinerant metamagnetic transition in MnSi under high pressure, *Phys. Rev. B* **62**, 986 (2000).
- [130] C. Pfleiderer, P. Böni, T. Keller, U. K. Rößler, and A. Rosch, Non-Fermi Liquid Metal Without Quantum Criticality, *Science* **316**, 1871 (2007).
- [131] C. Pfleiderer, D. Reznik, L. Pintschovius, and J. Haug, Magnetic Field and Pressure Dependence of Small Angle Neutron Scattering in MnSi, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 156406 (2007).
- [132] W. Yu, F. Zamborszky, J. D. Thompson, J. L. Sarrao, M. E. Torelli, Z. Fisk, and S. E. Brown, Phase Inhomogeneity of the Itinerant Ferromagnet MnSi at High Pressures, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086403 (2004).

- [133] Y. J. Uemura, T. Goko, I. M. Gat-Malureanu, J. P. Carlo, P. L. Russo, A. T. Savici, A. Aczel, G. J. MacDougall, J. A. Rodriguez, G. M. Luke, S. R. Dunsiger, A. McCollam, J. Arai, C. Pfleiderer, P. Böni, K. Yoshimura, E. Baggio-Saitovitch, M. B. Fontes, J. Larrea, Y. V. Sushko, and J. Sereni, Phase separation and suppression of critical dynamics at quantum phase transitions of MnSi and $(\text{Sr}_{1-x}\text{Ca}_x)\text{RuO}_3$, *Nature Physics* **3**, 29 (2007).
- [134] G. G. Lonzarich and L. Taillefer, Effect of spin fluctuations on the magnetic equation of state of ferromagnetic or nearly ferromagnetic metals, *Journal of Physics C: Solid State Physics* **18**, 4339 (1985).
- [135] S. Tewari, D. Belitz, and T. R. Kirkpatrick, Blue Quantum Fog: Chiral Condensation in Quantum Helimagnets, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 047207 (2006).
- [136] B. Binz, A. Vishwanath, and V. Aji, Theory of the Helical Spin Crystal: A Candidate for the Partially Ordered State of MnSi, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 207202 (2006).
- [137] T. R. Kirkpatrick and D. Belitz, Columnar Fluctuations as a Source of Non-Fermi-Liquid Behavior in Weak Metallic Magnets, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 256404 (2010).
- [138] A. Bauer, *Investigation of itinerant antiferromagnets and cubic chiral helimagnets*, Dissertation, Technische Universität München, München (2014).
- [139] A. Bauer, A. Neubauer, C. Franz, W. Münzer, M. Garst, and C. Pfleiderer, Quantum phase transitions in single-crystal $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ and $\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$: Crystal growth, magnetization, ac susceptibility, and specific heat, *Phys. Rev. B* **82**, 064404 (2010).
- [140] C. Franz, *Untersuchung von Quantenphasenübergängen bei fehlender Inversionssymmetrie*, Dissertation, Technische Universität München, München (2014).
- [141] J. Beille, J. Voiron, and M. Roth, Long period helimagnetism in the cubic B20 $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Si}$ and $\text{Co}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Si}$ alloys, *Solid State Communications* **47**, 399 (1983).
- [142] C. Meingast, Q. Zhang, T. Wolf, F. Hardy, K. Grube, W. Knafo, P. Adelman, P. Schweiss, and H. v. Löhneysen, Resistivity of $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ Single Crystals: Evidence for Quantum Critical Behavior, in *Properties and Applications of Thermoelectric Materials: The Search for New Materials for Thermoelectric Devices*, edited by V. Zlatić and A. C. Hewson (Springer Netherlands, Dordrecht, 2009) pp. 261–266.
- [143] S. V. Grigoriev, V. A. Dyadkin, E. V. Moskvina, D. Lamago, T. Wolf, H. Eckerlebe, and S. V. Maleyev, Helical spin structure of $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ under a magnetic field: Small angle neutron diffraction study, *Phys. Rev. B* **79**, 144417 (2009).

- [144] B. Fåk, R. A. Sadykov, J. Flouquet, and G. Lapertot, Pressure dependence of the magnetic structure of the itinerant electron magnet MnSi, [Journal of Physics: Condensed Matter](#) **17**, 1635 (2005).
- [145] J. Weischenberg, F. Freimuth, J. Sinova, S. Blügel, and Y. Mokrousov, *Ab Initio* Theory of the Scattering-Independent Anomalous Hall Effect, [Phys. Rev. Lett.](#) **107**, 106601 (2011).
- [146] S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov, Y. O. Chetverikov, P. Böni, R. Georgii, D. Lamago, H. Eckerlebe, and K. Pranzas, Magnetic structure of MnSi under an applied field probed by polarized small-angle neutron scattering, [Phys. Rev. B](#) **74**, 214414 (2006).
- [147] S. L. Zhang, R. Chalasani, A. A. Baker, N.-J. Steinke, A. I. Figueroa, A. Kohn, G. van der Laan, and T. Hesjedal, Engineering helimagnetism in MnSi thin films, [AIP Advances](#) **6**, 015217 (2016).
- [148] J. Müller, A. Rosch, and M. Garst, Edge instabilities and skyrmion creation in magnetic layers, [New Journal of Physics](#) **18**, 065006 (2016).
- [149] E. Karhu, S. Kahwaji, T. L. Monchesky, C. Parsons, M. D. Robertson, and C. Maunders, Structure and magnetic properties of MnSi epitaxial thin films, [Phys. Rev. B](#) **82**, 184417 (2010).
- [150] E. A. Karhu, S. Kahwaji, M. D. Robertson, H. Fritzsche, B. J. Kirby, C. F. Majkrzak, and T. L. Monchesky, Helical magnetic order in MnSi thin films, [Phys. Rev. B](#) **84**, 060404 (2011).
- [151] E. A. Karhu, U. K. Rößler, A. N. Bogdanov, S. Kahwaji, B. J. Kirby, H. Fritzsche, M. D. Robertson, C. F. Majkrzak, and T. L. Monchesky, Chiral modulations and reorientation effects in MnSi thin films, [Phys. Rev. B](#) **85**, 094429 (2012).
- [152] M. N. Wilson, E. A. Karhu, A. S. Quigley, U. K. Rößler, A. B. Butenko, A. N. Bogdanov, M. D. Robertson, and T. L. Monchesky, Extended elliptic skyrmion gratings in epitaxial MnSi thin films, [Phys. Rev. B](#) **86**, 144420 (2012).
- [153] M. N. Wilson, E. A. Karhu, D. P. Lake, A. S. Quigley, S. Meynell, A. N. Bogdanov, H. Fritzsche, U. K. Rößler, and T. L. Monchesky, Discrete helicoidal states in chiral magnetic thin films, [Phys. Rev. B](#) **88**, 214420 (2013).
- [154] Y. Li, N. Kanazawa, X. Z. Yu, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, M. Ichikawa, X. F. Jin, F. Kagawa, and Y. Tokura, Robust Formation of Skyrmions and Topological Hall Effect Anomaly in Epitaxial Thin Films of MnSi, [Phys. Rev. Lett.](#) **110**, 117202 (2013).
- [155] D. Menzel, J. Engelke, T. Reimann, and S. Süllow, Enhanced critical fields in MnSi thin films, [Journal of the Korean Physical Society](#) **62**, 1580 (2013).

- [156] M. N. Wilson, A. B. Butenko, A. N. Bogdanov, and T. L. Monchesky, Chiral skyrmions in cubic helimagnet films: The role of uniaxial anisotropy, *Phys. Rev. B* **89**, 094411 (2014).
- [157] S. A. Meynell, M. N. Wilson, J. C. Loudon, A. Spitzig, F. N. Rybakov, M. B. Johnson, and T. L. Monchesky, Hall effect and transmission electron microscopy of epitaxial MnSi thin , *Phys. Rev. B* **90**, 224419 (2014).
- [158] T. Yokouchi, N. Kanazawa, A. Tsukazaki, Y. Kozuka, A. Kikkawa, Y. Taguchi, M. Kawasaki, M. Ichikawa, F. Kagawa, and Y. Tokura, Formation of In-plane Skyrmions in Epitaxial MnSi Thin Films as Revealed by Planar Hall Effect, *Journal of the Physical Society of Japan* **84**, 104708 (2015).
- [159] T. Lancaster, F. Xiao, Z. Salman, I. O. Thomas, S. J. Blundell, F. L. Pratt, S. J. Clark, T. Prokscha, A. Suter, S. L. Zhang, A. A. Baker, and T. Hesjedal, Transverse field muon-spin rotation measurement of the topological anomaly in a thin film of MnSi, *Phys. Rev. B* **93**, 140412 (2016).
- [160] T. Yokouchi, N. Kanazawa, A. Tsukazaki, Y. Kozuka, M. Kawasaki, M. Ichikawa, F. Kagawa, and Y. Tokura, Stability of two-dimensional skyrmions in thin films of $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ investigated by the topological Hall effect, *Phys. Rev. B* **89**, 064416 (2014).
- [161] N. A. Porter, G. L. Creeth, and C. H. Marrows, Magnetoresistance in polycrystalline and epitaxial $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ thin films, *Phys. Rev. B* **86**, 064423 (2012).
- [162] N. A. Porter, P. Sinha, M. B. Ward, A. N. Dobrynin, R. M. D. Brydson, T. R. Charlton, C. J. Kinane, M. D. Robertson, S. Langridge, and C. H. Marrows, Giant topological Hall effect in strained $\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3}\text{Si}$ epilayers, [arXiv:1312.1722](https://arxiv.org/abs/1312.1722) (2013).
- [163] P. Sinha, N. A. Porter, and C. H. Marrows, Strain-induced effects on the magnetic and electronic properties of epitaxial $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ thin films, [arXiv:1307.7301](https://arxiv.org/abs/1307.7301) (2013).
- [164] N. Kanazawa, M. Kubota, A. Tsukazaki, Y. Kozuka, K. S. Takahashi, M. Kawasaki, M. Ichikawa, F. Kagawa, and Y. Tokura, Discretized topological Hall effect emerging from skyrmions in constricted geometry, *Phys. Rev. B* **91**, 041122 (2015).
- [165] H. Du, J. P. DeGrave, F. Xue, D. Liang, W. Ning, J. Yang, M. Tian, Y. Zhang, and S. Jin, Highly Stable Skyrmion State in Helimagnetic MnSi Nanowires, *Nano Letters* **14**, 2026 (2014).
- [166] X. Yu, J. P. DeGrave, Y. Hara, T. Hara, S. Jin, and Y. Tokura, Observation of the Magnetic Skyrmion Lattice in a MnSi Nanowire by Lorentz TEM, *Nano Letters* **13**, 3755 (2013).

- [167] J. M. Higgins, R. Ding, J. P. DeGrave, and S. Jin, Signature of Helimagnetic Ordering in Single-Crystal MnSi Nanowires, *Nano Letters* **10**, 1605 (2010).
- [168] A. Mehlin, F. Xue, D. Liang, H. F. Du, M. J. Stolt, S. Jin, M. L. Tian, and M. Poggio, Stabilized Skyrmion Phase Detected in MnSi Nanowires by Dynamic Cantilever Magnetometry, *Nano Letters* **15**, 4839 (2015).
- [169] Y. Li, N. Kanazawa, X. Z. Yu, F. Kagawa, and Y. Tokura, Li et al. Reply, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 059702 (2014).
- [170] B. Wiedemann, S. L. Zhang, Y. Khaydukov, T. Hesjedal, O. Soltwedel, T. Keller, S. Mühlbauer, A. Chacon, T. Adams, C. Schnarr, M. Halder, M. Brasse, D. Grundler, C. Pfleiderer, and P. Böni, Reciprocal Space Mapping of the Magnetic Order in Epitaxial MnSi Thin Films, not yet published.
- [171] A. I. Figueroa, S. L. Zhang, A. A. Baker, R. Chalasani, A. Kohn, S. C. Speller, D. Gianolio, C. Pfleiderer, G. van der Laan, and T. Hesjedal, Strain in epitaxial MnSi films on Si(111) in the thick film limit studied by polarization-dependent extended x-ray absorption fine structure, *Phys. Rev. B* **94**, 174107 (2016).
- [172] A. Chacon, A. Bauer, T. Adams, F. Rucker, G. Brandl, R. Georgii, M. Garst, and C. Pfleiderer, Uniaxial Pressure Dependence of Magnetic Order in MnSi, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267202 (2015).
- [173] Y. Nii, T. Nakajima, A. Kikkawa, Y. Yamasaki, K. Ohishi, J. Suzuki, Y. Taguchi, T. Arima, Y. Tokura, and Y. Iwasa, Uniaxial stress control of skyrmion phase, *Nature Communications* **6**, 8539 (2015).
- [174] S. Banerjee, J. Rowland, O. Erten, and M. Randeria, Enhanced Stability of Skyrmions in Two-Dimensional Chiral Magnets with Rashba Spin-Orbit Coupling, *Phys. Rev. X* **4**, 031045 (2014).
- [175] F. N. Rybakov, A. B. Borisov, S. Blügel, and N. S. Kiselev, New Type of Stable Particlelike States in Chiral Magnets, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 117201 (2015).
- [176] C. Goldberg and R. E. Davis, New Galvanomagnetic Effect, *Phys. Rev.* **94**, 1121 (1954).
- [177] F. G. West, Rotating-Field Technique for Galvanomagnetic Measurements, *Journal of Applied Physics* **34**, 1171 (1963).
- [178] V. Mor, A. Grosz, and L. Klein, Planar Hall Effect (PHE) Magnetometers, in *High Sensitivity Magnetometers*, edited by A. Grosz, M. J. Haji-Sheikh, and S. C. Mukhopadhyay (Springer International Publishing, Cham, 2017) pp. 201–224.
- [179] K. L. Yau and J. T. H. Chang, The planar Hall effect in thin foils of Ni-Fe alloy, *Journal of Physics F: Metal Physics* **1**, 38 (1971).

-
- [180] H. X. Tang, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom, and M. L. Roukes, Giant Planar Hall Effect in Epitaxial (Ga,Mn)As Devices, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 107201 (2003).
- [181] J. Li, S. L. Li, Z. W. Wu, S. Li, H. F. Chu, J. Wang, Y. Zhang, H. Y. Tian, and D. N. Zheng, A phenomenological approach to the anisotropic magnetoresistance and planar Hall effect in tetragonal $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ thin films, *Journal of Physics: Condensed Matter* **22**, 146006 (2010).
- [182] K. M. Seemann, F. Freimuth, H. Zhang, S. Blügel, Y. Mokrousov, D. E. Bürgler, and C. M. Schneider, Origin of the Planar Hall Effect in Nanocrystalline $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 086603 (2011).
- [183] D. Thompson, L. Romankiw, and A. Mayadas, Thin film magnetoresistors in memory, storage, and related applications, *IEEE Transactions on Magnetics* **11**, 1039 (1975).
- [184] A. Neubauer, J. Bœuf, A. Bauer, B. Russ, H. v. Löhneysen, and C. Pfleiderer, Ultra-high vacuum compatible image furnace, *Review of Scientific Instruments* **82**, 013902 (2011).
- [185] A. Bauer, G. Benka, A. Regnat, C. Franz, and C. Pfleiderer, Ultra-high vacuum compatible preparation chain for intermetallic compounds, *Review of Scientific Instruments* **87**, 113902 (2016).
- [186] A. Bauer, A. Neubauer, W. Münzer, A. Regnat, G. Benka, M. Meven, B. Pedersen, and C. Pfleiderer, Ultra-high vacuum compatible induction-heated rod casting furnace, *Review of Scientific Instruments* **87**, 063909 (2016).
- [187] M. Reiner, A. Bauer, M. Leitner, T. Gigl, W. Anwand, M. Butterling, A. Wagner, P. Kudejova, C. Pfleiderer, and C. Hugenschmidt, Positron spectroscopy of point defects in the skyrmion-lattice compound MnSi, *Scientific Reports* **6**, 29109 (2016).
- [188] T. Schulz, *Untersuchung von Spin-Torque-Effekten in chiralen Magneten*, Diplomarbeit, Technische Universität München, Physik Department, Lehrstuhl E21 (2011).
- [189] A. C. Roldán, *Neutron Scattering and Susceptibility Studies of Skyrmion Lattices under Uniaxial Pressure*, Masterarbeit, Technische Universität München, Physik Department, Lehrstuhl E21 (2011).
- [190] R. Ritz, *Superconductivity and non-Fermi liquid behavior on the border of itinerant ferromagnetism*, Dissertation, Technische Universität München, München (2013).

- [191] B. Welter, *Tunnelspektroskopie an Korngrenzenkontakten aus elektronendotierten Hochtemperatur-Supraleitern*, Doktorarbeit, Walther-Meißner-Institut für Tieftemperaturforschung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften (2007).
- [192] *Model 1900 Precision Low-Noise Signal Transformer Instruction Manual*, AMETEK ADVANCED MEASUREMENT TECHNOLOGY, INC (2002).
- [193] D. Griffiths and R. College, *Introduction to electrodynamics*, Vol. 3 (prentice Hall New Jersey, 1999).
- [194] C. Schnarr, *Spin Transfer Torque Effekte in chiralen Magneten*, Diplomarbeit, Technische Universität München, Physik Department, Lehrstuhl E21 (2012).
- [195] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Vortices in high-temperature superconductors, [Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 \(1994\)](#).
- [196] C. Reichhardt, D. Ray, and C. J. O. Reichhardt, Collective Transport Properties of Driven Skyrmions with Random Disorder, [Phys. Rev. Lett. **114**, 217202 \(2015\)](#).
- [197] C. Reichhardt, D. Ray, and C. J. O. Reichhardt, Quantized transport for a skyrmion moving on a two-dimensional periodic substrate, [Phys. Rev. B **91**, 104426 \(2015\)](#).
- [198] C. Reichhardt, D. Ray, and C. J. O. Reichhardt, Magnus-induced ratchet effects for skyrmions interacting with asymmetric substrates, [New Journal of Physics **17**, 073034 \(2015\)](#).
- [199] C. Reichhardt and C. J. O. Reichhardt, Noise fluctuations and drive dependence of the skyrmion Hall effect in disordered systems, [New Journal of Physics **18**, 095005 \(2016\)](#).
- [200] J. C. Martinez and M. B. A. Jalil, Topological dynamics and current-induced motion in a skyrmion lattice, [New Journal of Physics **18**, 033008 \(2016\)](#).
- [201] C. Reichhardt and C. J. O. Reichhardt, Depinning and nonequilibrium dynamic phases of particle assemblies driven over random and ordered substrates: a review, [Reports on Progress in Physics **80**, 026501 \(2017\)](#).
- [202] W. Jiang, X. Zhang, G. Yu, W. Zhang, X. Wang, M. Benjamin Jungfleisch, J. E. Pearson, X. Cheng, O. Heinonen, K. L. Wang, Y. Zhou, A. Hoffmann, and S. G. E. te Velthuis, Direct observation of the skyrmion Hall effect, [Nature Physics **13**, 162 \(2017\)](#).
- [203] J. Rajeswari, P. Huang, G. F. Mancini, Y. Murooka, T. Latychevskaia, D. McRouther, M. Cantoni, E. Baldini, J. S. White, A. Magrez, T. Giamarchi, H. M. Rønnow, and F. Carbone, Filming the formation and fluctuation of skyrmion

- domains by cryo-Lorentz transmission electron microscopy, [Proceedings of the National Academy of Sciences](#) **112**, 14212 (2015).
- [204] J. Engelke, T. Reimann, L. Hoffmann, S. Gass, D. Menzel, and S. Söllow, Spin-Spin Correlation Length in MnSi Thin Films, [Journal of the Physical Society of Japan](#) **81**, 124709 (2012).